

Holografische Lichttablenker

von

Volker G. Gerbig

aus

Bamberg

1981 № 381



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Holografische Lichttablenker

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Volker G. Gerbig

aus

Bamberg

Als Dissertation genehmigt
von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:

21. Juli 1981

Vorsitzender der Promotionskommission: Professor Dr. H. Wegener

Erstberichterstatte:

Professor Dr. A. Lohmann

Zweitberichterstatte:

Professor Dr. O. Bryngdahl

ZUSAMMENFASSUNG

Holografische Lichtablenker, kurz "Holoscanner" genannt, lenken spatial-kohärentes Licht, wie es z.B. Laser liefern können, durch Beugung an einem bewegten Hologramm in (vor)definierter Weise ab. Gewöhnlich interessiert man sich für den Scan-Pfad, den die +1. Beugungsordnung beschreibt.

Diese Dissertation behandelt das Problem der "Holoscanner" aus vielen Blickwinkeln, im Überblick und im Detail, theoretisch und experimentell, Grundlagen und Anwendungen, historische Entwicklung und aktuelle Strömungen. Darüber hinaus werden physikalische und informatische Grundüberlegungen zur Lichtablenkprinzipien und zur Architektur parallel und seriell arbeitender Systeme angestellt.

Neue Holoscanner-Konzepte und -Anwendungen sind der Kern dieser Arbeit. Auch ist vieles an den Übersichten und Grundlagenüberlegungen neu. Konkret wird die Leistungsfähigkeit von Einzel- und Tandem-Hologramm-Scannern analysiert, wobei sowohl beliebige ebene und räumliche Scan-Pfade diskutiert werden, als auch Scan-Muster statt -Punkte. Dabei zeigt sich die Überlegenheit von Holoscannern gegenüber Polygonspiegel-Scannern und akustooptischen Lichtablenkern bzgl. Scan-Kapazität, Datenrate, Flexibilität und anderen Eigenschaften bei vordefinierten Ablenk-Aufgaben. Diese Kombination von Vorteilen hat schon zum kommerziellen Einsatz geführt und wird m.E. noch viele Anwendungen finden. Einige davon werden hier vorgeschlagen und analysiert.

VORWORT

Diese Dissertation faßt die Ergebnisse eines Teils meiner Forschungstätigkeit am Lehrstuhl für Angewandte Optik des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen-Nürnberg zusammen. In dieser Arbeit wird von holografischen Lichtablenkern die Rede sein, und zwar von theoretischen Analysen grundsätzlicher Leistungsgrenzen, von experimentellen Ergebnissen, von möglichen Anwendungen, von neuen holografischen Ablenkkonzepten und von Vergleichen mit konventionellen Ablenktechniken.

Um diese Arbeit knapp zu halten, setzt die Darstellung Vorkenntnisse voraus, wie sie ein Physikstudent nach dem Vordiplom hat, der zusätzliche Kenntnisse aus der Fourier-Mathematik und ihrer Anwendung in der Optik mitbringt. Letzteres hat man, wenn man z.B. Goodman's "Introduction to Fourier Optics" /Goo 68/ oder Lohmann's Vorlesungsskriptum "Optical Information Processing"/Loh 78/ durchgearbeitet hat. Eine gute Zusammenstellung einschlägiger Formeln findet man in der Dissertation von H. Schmalfuß /Sch 79/. Um dem Leser den Zugang zu englischen Fachausdrücken zu erleichtern, wurden die wesentlichsten im Anhang A alphabetisch aufgeführt. Eine weitere Hilfe für den Leser ist die inhaltsbezogene zusätzliche Seitennummerierung in der Kopfleiste jeder Seite, welche auch das Notieren der Quelle nach dem Kopieren von Seiten erspart.

Diese Arbeit stellt eine für mich reizvolle Mischung aus angewandter Physik und Informationstheorie dar. Ich danke Herrn Prof. A.W. Lohmann für die Anregung dazu und für sein aktives Interesse an ihrem Fortgang.

Als Mitforscher möchte ich Dr. S. K. Case hervorheben, der 1978/79 als Gastforscher bei uns war und die Dichromat-Gelatine-Technologie für dicke Phasenhologramme mitbrachte. Aus der Zusammenarbeit resultierten zwei Veröffentlichungen /Cas80a, Cas81/.

Weiterhin danke ich allen Kollegen der Gruppe "Angewandte Optik", welche mir durch ihre Diskussions- und Hilfsbereitschaft weitergeholfen haben.

Hervorzuheben ist auch die Hilfe vieler Angestellter des Physikalischen Instituts, insbesondere die der mechanischen und der elektronischen Werkstatt, sowie die von Frau Schreiter und Frl. Batz in verwaltungstechnischen Fragen.

Was die Form dieser Arbeit angeht, so bin ich Herrn Kelldorfer für die fotografischen Arbeiten sehr zu Dank verpflichtet, und für die Schreibarbeiten hätte ich mir keine bessere Hilfe als die von Frau Kunstmann wünschen können.

Diese Arbeit widme ich Monika und Anna.

Erlangen, im Juni 1981,

Volker Gerbig

INHALT

Seite

I. EINFÜHRUNG	I.1 = 1
1. Historisches, Sprachliches, Motto	I.1 = 1
2. Scanner-Anwendungen	I.3 = 3
3. Scannen contra Parallelverarbeitung	I.8 = 8
4. Scannen und Laserlicht	I.12=12
5. Scan-Aufgaben	I.15=15
II. HOLOSCANNER-GRUNDLAGEN	II.1 =19
1. Physikalische Lichtablenkprinzipien	II.1 =19
2. Einordnung der Holoscanner	II.3 =21
3. Hologrammtyp, Lichtausbeute, Scan-Gebiet	II.7 =25
4. Auflösung und Hologramm-Aufwand	II.13=31
III. HOLOSCANNER-KONZEPTE und -SYSTEME	III.1 =35
1. Einzelhologramm-Scanner	III.1 =35
a) Rotierende Gitter	III.3 =37
b) Rotierende Fresnel-Zonen-Platten	III.16=50
c) Rotierende allgemeine Hologramme	III.21=55
d) Translation von Fresnel-Zonen-Platten	III.22=56
e) Eindimensionaler anamorphotischer Holoscanner	III.26=60
f) Translation allgemeiner Hologramme	III.29=63
2. Multihologramm-Scanner	III.41=75
a) Allgemeine Eigenschaften	III.41=75
b) Zweidimensionaler anamorphotischer Holoscanner	III.42=76
c) Moiré-Holoscanner	III.46=80
d) Allgemeine Tandem-Holoscanner	III.50=84

INHALT (Fortsetzung)

Seite

IV. HOLOSCANNER-ANWENDUNGEN	IV.1 =85
1. Rasterscan	IV.1
2. Kurvenscan	IV.1
3. Wahlfreie Adressierung	IV.2
4. Kryptographie	IV.3 :
5. Kohärent-inkohärent Wandlung	IV.3 =
V. AUSBLICK	V.1 =1
1. Holoscanner-Beurteilung	V.1 =8
2. Scannen mit Lichtgeschwindigkeit	V.2 =9
ANHANG	A.1 =94
A. Abkürzungen, englische Fachwörter, mathematische Symbole	A.1 =92
B. Scanner und Informationstheorie	B.1 =95
C. Scannen und Interferenz	C.1 =10.
LITERATURVERZEICHNIS	L.1 =103
LEBENS LAUF	109

I. EINFÜHRUNG

I.1. Historisches, Sprachliches, Motto

Holografische Lichtablenker sind ein neuer Ablenkertyp mit so vielversprechenden Eigenschaften wie freie Wahl eines vordefinierten Ablenkweges, viele adressierbare Positionen, hohe Ablenkgeschwindigkeit, Robustheit und billige Herstellung. Holografische Lichtablenker nutzen die Beugung an einem bewegten Hologramm aus, lenken also räumlich-kohärentes Licht ab. Und da beugende Elemente starke (spektrale) Dispersion aufweisen, verwendet man im Normalfall auch monochromatisches, also zeitlich-kohärentes Licht. Solches räumlich- und zeitlich-kohärentes Licht können Laser in hoher Intensität liefern. Die Existenz von Lasern, welche die Holografie ganz allgemein befruchtet hat, hat daher auch die Entwicklung holografischer Lichtablenker begünstigt.

Die Lichtablenkung durch Beugung an Gittern, welche man schon als spezielle Hologramme erkannte, ist schon länger bekannt /Cin 67/ (Bild I.1). Zum Durchbruch kam diese Technik aber erst durch die Arbeiten von Leo Beiser /Bei 71, Bei 73/, einem Pionier von Laserstrahl-ablenktechniken, der holografische Lichtablenker für die Hochgeschwindigkeitsdatenaufzeichnung entwickelte. Das Prinzip seines Ansatzes ist in Bild I.2 dargestellt. Ein weiterer wichtiger Anstoß kam von Olof Bryndahl und Wai-Hon Lee /Bry 75, Bry 76/, welche mit synthetischen, d.h. rechner-erzeugten Hologrammen die Fähigkeit holografischer Lichtablenker zu beliebigen Ablenkwegen demonstrierten (s. Bild I.3). Seitdem beschäftigen sich etwa ein Dutzend Forschergruppen mit dieser Thematik. Zum Lesen von Waren-Codes im Supermarkt (s. Bild I.4) sind holografische Lichtablenker sogar schon kommerziell im Einsatz /OS 81/.

In Anlehnung an die englische Fachliteratur und als Kurzform von "holographic (laser) beam scanner", werde ich synonym zu "holografische Lichtablenker" den Ausdruck "Holoscanner" oder das Kürzel HS verwenden.

Das englische Verb "to scan" bedeutet abtasten, systematisch (geometrisch geordnet) durchgehen, auch überfliegen. Es wird meist im Sinne von Lesen verwendet, aber auch mehr und mehr für das rasterartige Schreiben; z.B. macht der Elektronenstrahl einer Fernsehröhre einen

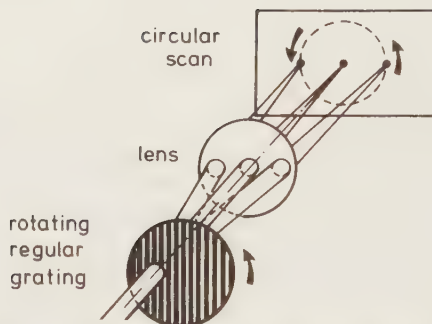


Bild I.1: Kreisförmiger Ablenkweg durch ein rotierendes reguläres Gitter.

(Englische Fachausdrücke findet man in alphabetischer Reihenfolge in Anhang A).

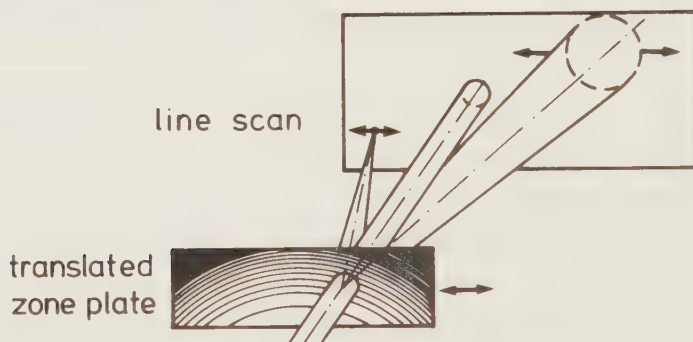


Bild I.2: Erzeugen einer geraden Linie durch das Verschieben einer Fresnel-Zonenplatte.

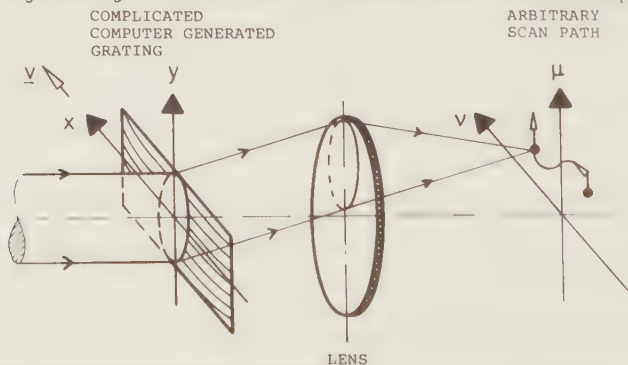


Bild I.3: Prinzip eines Ablenklers für beliebige Pfade durch ein rechner-erzeugtes Hologramm.

Rasterscan. Daher wohl auch die Bedeutung ablenken eines Strahles (to scan a beam). Und inzwischen versteht man das Wort Scanner ganz allgemein als Lichtablenker. Im allgemeinen wird Scannen als Abtasten eines Ortes im Raum nach dem anderen verstanden. Aber man kann auch an einem Ort die Information über Licht-Wellenlänge, -Polarisation oder -Richtung scannend oder parallel ermitteln. Meist bildet man aber solche Parameter vorher in den Orts-raum ab. Stellen wir uns deshalb in erster Linie immer den Orts-Scan vor.

Das Motto dieser Arbeit könnte also lauten: SCAN AS SCAN CAN,

wobei der Leser am Ende nicht etwa den Eindruck gewonnen haben sollte, es sei "scanner's cancan" gewesen. Deshalb sei zuerst vom Nutzen von Scannern die Rede.

Bild 1.4: Abtasten von Waren-Codes
(Balken-Etiketten) im Supermarkt.



I.2. Scanner-Anwendungen

Als eine der markantesten Fähigkeiten optischer Systeme wird ihre hohe Parallelverarbeitungs-kapazität gerühmt. Typischerweise können 1000x1000 Bildpunkte (oft Pixel oder Pel genannt /Ger 80/) simultan behandelt werden.

Wozu braucht man dann also Scanner, welche sequentiell (also langsam) nur einen Punkt nach dem anderen ansprechen? Meist spricht eine Kombination von Gründen dafür. Einige der wesentlichen seien hier aufgezählt (wobei man auch anders gliedern könnte, vgl. § 1.3):

a) Oft ist die gewünschte Operation parallel nicht (oder nicht gut genug) möglich:

Beispielsweise arbeiten viele optische Instrumente nur in einem engen Winkelbereich von z.B.

$\pm 10^\circ$ um die optische Achse "zufriedenstellend". Für die Weitwinkeldatenaufnahme kann daher ein Scanner in Betracht kommen, wenn man sehr viele Punkte linear im Ort oder im Winkel aufzeichnen will. --- Ein weiterer Grund für Scanner könnte der sein, daß das erforderliche große Empfänger-Array nicht verfügbar ist, oder nur in indiskutabler Qualität. Das ist heutzutage insbesondere noch bei Infrarot-Bildaufnehmern der Fall /Hal 77/, wo man sogar eine Mischung aus Scan-Technik und normaler Abbildung anwendet (siehe § I.3). --- Und bei der Fernerkundung scannt man (u.a.) aktiv, um gegenüber dem Eigen- und Streulicht des Objekts ein hohes Nutzsignal zu gewinnen, und damit einen hohen Rauschabstand (Signal- to-Noise Ratio, SNR).--- Da ein optisches System ortsvariante und nichtlineare Operationen nicht so leicht durchführen kann wie lineare und ortsinvariante /Häu 77/, ist der Einsatz von Scannern auch von daher überlegenswert /Hon 77/. --- Schließlich stützen sich viele Meßmethoden fundamental auf die örtlich sequentielle Messung eines Parameters, weil die parallele Messung technisch oder methodisch noch nicht ausreichend beherrscht wird. Ich denke dabei z.B. an die fotoakustische Bildgewinnung /Bus 80/. Auch bei der Laser-Doppler-Anemometrie /Dur 76, Bil 80/ ist die lokale, sequentielle Messung kaum vermeidbar. Selbst bei allen möglichen Tomografie-Verfahren /Barr 81, Kre 80/, sei es mit Röntgenstrahlen, Ultraschall, Licht /Scho 79/ oder mittels Nuclear Magnetic Resonance (NMR)-Methoden /Gan 81/ kommt man (noch?) nicht ohne Scannen im Meßwinkel aus, obwohl man es schon für den Meßort eliminiert hat.--- Außerdem können Scanner eine höhere Auflösung als konventionelle Abbildungssysteme erzielen: Beim LIDAR /Mea 77, Hall 74/ liefert die Laserpulsdauer eine erhöhte Tiefenauflösung, und aus Energiegründen eine erhöhte Reichweite (siehe c)). Und eine erhöhte laterale Ortsauflösung erzielt man durch einen geringen Scan-Strahldurchmesser am Objekt, trotz einer schlecht auflösenden Lichtsammeloptik /Fra 52, Sch 79/.

b) Oft ist die sequentielle Arbeitsweise die technisch und wirtschaftlich sinnvollste.

Zum Beispiel wegen der Einfachheit der Methode und daher ihren geringen Anforderungen an einzelne Komponenten eines Systems, und an die System-Komplexität, was sich in den Kosten und der Zuverlässigkeit eines Systems bemerkbar macht. --- Wenn man ein Bild über eine

große Entfernung übertragen will, wie es z.B. beim Fernsehen oder beim Fernkopieren der Fall ist, so ergibt sich (beim heutigen Stand der Technik) der Rasterscan beim Lesen und Wiedergeben als die einfachste und wirkungsvollste Methode, um ein zweidimensionales (2D) Ortssignal als eindimensionales (1D) Zeitsignal zu übertragen (womit ich wellenlängen- oder moden-multiplexen Verfahren mit Glasfasern nicht eine gewisse Anwendbarkeit absprechen will /Bry 73, Fri 78, Bar 80/. --- Schließlich mag die serielle Verarbeitung jedes Bildpunkts durch einen (Einzelprozessor-) Rechner ein Grund dafür sein, auch die Bildaufnahme seriell zu gestalten. Parallel anfallende Daten könnten z.B. nicht schnell genug verarbeitet werden.

c) Scannen ermöglicht eine Leistungskonzentration, die andersartige Effekte auszunutzen gestattet, als sie eine längere Bestrahlung mit niedrigerer Leistung hervorruft.

Dieses Argument sticht insbesondere bei der Lasermaterialbearbeitung /Gaf 79, Rou 79, Gna 80/, und der Grund dafür ist die Nichtlinearität der bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie ablaufenden Vorgänge. Eine sehr geringe Leistungsdichte mag nur zu einer schwachen wirkungslosen Erwärmung eines Objekts führen, während eine sehr hohe Leistungsdichte Teile des Objekts verflüssigt, verdampft oder in Plasma überführt, oder zu so hohem Aufheiz- und Abkühlgeschwindigkeiten führt, daß völlig neue Materialgefüge entstehen, die unter "normalen" irdischen Bedingungen nicht auftreten. (Ein aufregendes und vielversprechendes Feld für die Forschung!) --- Auch beim LIDAR und bei der Fernerkundung durch aktives Scannen spielt die Energiebündelung eine entscheidende Rolle: Bei gegebener Quellenleistung und Detektor-empfindlichkeit ermöglicht das Scannen mit hoher Leistungsdichte ein Vordringen in größere Entfernungen. Außerdem hat man empfindlichere Einzeldetektoren als Detektor-Arrays zur Verfügung, weil man in einen einzelnen Detektor mehr Aufwand investieren kann, um seine Empfindlichkeit zu steigern.

Die voranstehende Aufzählung ist sicherlich unvollständig, hat aber wichtige Argumente gebracht, die für das Scannen sprechen. Diese Argumente sind aber nicht immer so zu verstehen, daß Scan-Methoden in allen genannten Fällen das Non-plus-ultra sind, sondern auch als

Anregung bessere "parallelere" Methoden zu entwickeln. (Z.B. könnte man den Grad der Parallelität beim LIDAR und bei der Laser-Doppler-Anemometrie durch Anwendung computer-tomografischer Methoden erhöhen. Mir ist nicht bekannt, ob dies bereits versucht wird.) Ein Beispiel für die Überlegenheit von parallelen Methoden über Scan-Methoden ist die Multiplex-Spektrometrie (Fourier-, Hadamard-, Walsh-) gegenüber dem einfachen Monochromator /Mer⁶⁵, Har 74, Tai 76, Bea 75/.

Zusammengefaßt kann man zur Anwendung von Scannern sagen, daß sie sich zum Transfer von Information und von Energie als nützlich erweisen.

Beim Informationstransfer kann man zwischen aktivem und passivem Lesen sowie speichern-dem und darstellendem Schreiben unterscheiden. Diese Vierteilung deckt alle Systemvarianten ab, wobei drei davon aktive sind. Unabhängig davon sollte man die Informationswandlung beim Scannen sehen. Diese Wandlung hat mehrere Aspekte: Man kann von Format-Wandlung sprechen, von einer Wandlung der physikalischen Repräsentation des Signals, und von Signal-Codierung. Die Formatwandlung eines 2D oder 3D ortsabhängigen Signals in ein 1D zeitabhängiges Signal, von parallel in seriell, und umgekehrt, ist oft entscheidend für die Lösung eines Signalverarbeitungsproblems. Beispiele dafür findet man in /Tho 66, Rho 77, Bar 81/. Dieser Gedanke ist in der Informatik wohlbekannt ("Die Datenstrukturen sollten den Operationen auf den Daten angepaßt sein.") /Knu 69/ und von entscheidender Bedeutung z.B. für Datenbanksysteme und bei Echtzeitverarbeitungsproblemen. Aber auch die physikalische Form des Signals ist wichtig, z.B. die Wandlung optisch-elektronisch, wie man sie z.B. bei Fernseh-Kamera und -Monitor findet, und bei der Datenübertragung durch Glasfasern. Und schließlich bietet sich nach so vielen Wandlungen auch eine Umcodierung des Signals an, z.B. von analog in digital, um es sicherer übertragen zu können. Diese Umcodierung seriell durchzuführen ist Stand der Technik bis zu GHz-Datenraten. Aber es gibt auch interessante Ansätze für parallele Methoden /Loh 75/.

Ein Transfer von Energie mag als Sonderfall des Schreibens mit hoher Leistungsdichte gesehen werden, und überhaupt ist Information ohne Energie nicht zu übertragen. Energietransfer hat aber eine andere Zielrichtung als Informationstransfer, und nutzt andere physikalische Effekte aus. Energietransfer hat einen Informationsaspekt, wenn es um das Wohin und das Wieviel geht, also um das Schalten und Modulieren. Akustooptische Ablenker bzw. Modulatoren werden (insbesondere bei hohen Datenraten) dafür eingesetzt /Kor 80/. Auch die spektrale Verteilung von Energie kann man als Informationsaspekt sehen. Bei Energietransfer denkt man aber meist mehr an Materialbearbeitung. Mit Lasern (siehe §1.4) wendet man die verschiedensten Techniken an: Man trennt Materialien (schneiden), man vereinigt welche (schweißen), sogar verschiedene und konventionell nicht-schweißbare. Man trägt Material ab und nennt es dann ritzen (von Keramik z.B.), abgleichen (von Widerständen, Schwingquarzen, elektronischen Schaltkreisen, usw.) und bohren (von Lager-Diamanten für Uhrwerke z.B.). Oder man macht eine Hitzebehandlung von Oberflächen, um das Gefüge lokal zu ändern, z.B. als Korrosionsschutz, oder gegen mechanische Abnutzung, oder um Kristallisations- und Dotierfehler zu beheben (laser annealing of semiconductors /LF 79a, Gna 80/). Dabei nutzt man aus, daß man nicht nur die Energiekonzentration hat, um überhaupt einen Effekt auszulösen, sondern daß man die Ausbreitung der gewünschten Wirkung lateral und in der Tiefe abschirmen kann, wobei die Abschirmung durch die Umgebung selbst bewerkstelligt wird, indem diese als großes "Kältereservoir" wirkt.

Wer immer noch nicht vom Nutzen von Scannern überzeugt ist, möge sich vor Augen halten, daß dieselben einen guten Teil ihrer Leistungsfähigkeit der Tatsache verdanken, daß sie Scanner sind. Sie müssen mit ihrem kleinen Bildfeld guter Auflösung ein größeres Objekt abtasten, um es genau zu erkennen. Außerdem führen die Augen Zitterbewegungen aus, um den Detektoren besser erkennbares Wechsellicht zuzuführen /Mur 73/, und um durch geschickte Nachverarbeitung unterschiedliche Detektorempfindlichkeiten zu kompensieren /Röh 79/. Und das ist nicht nur beim Menschen so. Scannen ist also ein wichtiges biologisches

Prinzip; Parallelität aber auch; und folglich auch Mischformen. Vergleichende Betrachtungen folgen im nächsten Paragraphen.

1.3. Scannen contra Parallelverarbeitung

Kybernetische Betrachtungen zu Scannern, die über die Zielrichtung dieser Arbeit hinausgehen, wären an dieser Stelle zu umfangreich gewesen, und sind deshalb in den Anhang B verlegt worden. Der an Anregungen interessierte Leser sei darauf hingewiesen, zumal daraus auch Ideen für diese Arbeit erwachsen. Im Folgenden geht es aber (nur) um einen Vergleich zwischen Scannern und parallelen Systemen. Für diesen Vergleich legen wir einfache aber typische Aufgaben zugrunde.

a) aktive Systeme:

Aufgabe 1: Eine Quelle mit konstanter Leistung I_0 soll in der Gesamtzeit T eine Gesamtfläche A aus N^2 Elementen mit konstanter Helligkeit beleuchten, damit man z.B. die Reflektivität messen kann.

Bei vollständiger Bündelung des Quellenlichts auf die Fläche A erhält dann jedes Element von A die Energie $I_0 T / N^2$, ganz gleich ob eine einzige Quelle alle Elemente gleichzeitig beleuchtet oder ob man die eine Quelle in N^2 gleiche Teilquellen, also für jeden Zielort eine, der Leistung I_0 / N^2 zerlegt.

Scannt man dagegen in der gleichen Gesamtzeit, so hat man pro Flächenelement nur die Zeit T / N^2 zur Verfügung. Kann man das gesamte Quellenlicht auf ein Element bündeln, so erhält jedes dann die Energie $I_0 T / N^2$, genauso wie beim parallelen System. Sollte der Scanner nur die Leistung I_0 / N^2 pro Element aufbringen können, so wäre er um den Faktor N^2 schlechter als das parallele System. Das ist z.B. bei der Bildwiedergabe mit der (heute ungebräuchlichen) Nipkow-Scheibe /Bro 77, Bro 61/ der Fall.

Im Normalfall gleicher Effizienz müssen also andere Überlegungen zwischen den Systemen entscheiden. Für das parallele System spricht z.B. die mit einer Quelle erzielbare Homogenität

der Beleuchtung (mit vielen gleichen Teilquellen gibt es praktische Probleme), für den Scanner die hohe Leistungsdichte (vgl. § 1.2) und die kurze Belichtungszeit. Letzteres ist für militärische Suchgeräte nützlich, um selbst nicht in der kurzen Zeit geortet werden zu können. Auch wenn sich die Quelle bewegt, z.B. im Flugzeug, das Täler in niedriger Höhe überquert, kann eine längere Beleuchtung u.U. nicht möglich sein, während der Scanner mit jedem Tal beim Überfliegen fertig wird.

Aufgabe 2: In der Gesamtzeit T soll (ohne Angabe des Ablaufs innerhalb T) eine definierte örtliche Energieverteilung erzeugt werden. (Z.B. soll ein Schwarzweißbild auf Film gespeichert oder auf einer Mattscheibe dargestellt werden.)

Ein paralleles System benötigt dafür entweder eine einzige starke (I_0) konstante Quelle und lauter (N^2) unabhängige Modulatoren für niedrige Leistung (I_0/N^2) dahinter, oder lauter (N^2) unabhängige gleiche schwache (I_0/N^2) Quellen, jeweils mit eigenem Modulator, der hinter oder vor der Quelle liegen kann. In jedem Fall ist nur eine langsame Modulation (mit Schaltzeit klein gegen T) von niedriger Leistung erforderlich. Die unabhängigen Quellen bzw. Modulatoren erlauben es, den zeitlichen Ablauf in T beliebig zu gestalten, wenn es die Ansteuerung schafft (vgl. Anhang B). Bei der Filmprojektion, wo alle Modulatoren (ein Filmbild nämlich) gleichzeitig in einer "Arbeitslücke" ausgewechselt werden, hat man konstante Verhältnisse innerhalb T , mangels zeitlicher Unabhängigkeit der Modulatoren.

Ein Scanner dagegen benötigt nur eine Quelle und einen Modulator. Allerdings ist eine hohe Leistungskonzentration erforderlich und eine schnelle Modulation mit Schaltzeiten klein gegen T/N^2 .

Aufgabe 3: Durch ein streuendes Medium (wie z.B. Nebel) hindurch soll das Objekt (siehe Aufgabe 1) homogen beleuchtet und das zurückgeworfene Licht wieder am Quellenort gemessen werden; vgl. /Sch. 79/.

Ein paralleles System hat da Probleme, weil sich Licht von allen Objektpunkten (im Extremfall) an jedem Empfängerpunkt überlagert, was die Objekterkennung u.U. unmöglich machen kann. Ein Scanner hat da auch Probleme, ist aber besser, da er in jedem Moment nur Teile des Objekts (O) mit dem Punktbild (P) der Quelle beleuchtet, erhält er auch nur weniger "durchmisch-

tes" Licht zurück --- bei einfachen Modellannahmen nur $(OP)*P$ statt $O*P$ (mit $*$ = Faltung, siehe Anhang A)---, das er mit einem großen empfindlichen Einzeldetektor effizienter einsammeln kann.

Noch günstiger liegen die Verhältnisse natürlich für den Scanner, wenn die (synchrone) Beleuchtung (z.B. um das Streumedium herum) direkt am Objekt erfolgen kann, denn dann ist alles detektierte Licht Nutzlicht, und das Objekt wird in voller Auflösung "abgebildet".

b) passive Systeme:

Aufgabe: In der Gesamtzeit T soll die örtlich-inkohärente, monochromatische, zeitlich-konstante Strahlungsleistungsverteilung von N^2 Objekt-Pixel gemessen werden, wobei vom n -ten Pixel i_n Photonen/sec in den vom Detektor erfaßten Raumwinkel gelangen sollen. Ein paralleles System löst diese Aufgabe durch Abbildung des Objekts auf einen zeitlich- integrierenden Flächendetektor mit N^2 unabhängigen gleichen Elementen. Auch ein "langsamer" (siehe oben) Verschluß ist nötig. Das n -te (ideale) Detektorelement mißt also insgesamt $i_n T$ Photonen, was (bei Poisson-Statistik) einem Rauschabstand von $(i_n T)^{1/2}$ entspricht. Wenn zusätzlich $b_n T$ Photonen als Untergrund vom n -ten Detektorelement erfaßt werden, sinkt der Rauschabstand auf $i_n T / (i_n T + b_n T)^{1/2}$, also auf $(i_n T / (1 + b_n / i_n))^{1/2}$ ab.

Ein Scanner hat nur die Zeit T/N^2 pro Pixel, braucht also einen schnellen Detektor und kann nur $i_n T/N^2$ bzw. $(i_n T + b_n T)/N^2$ Photonen vom n -ten Pixel erfassen. Das bedeutet einen um den Faktor N schlechteren Rauschabstand als beim parallelen System!

Dieser Nachteil könnte nur durch die N^2 -fache Meßzeit ausgeglichen werden, was meist nicht machbar ist. Drückt man die meßbare Photonenanzahl mit Hilfe von Objektfläche A und Pixelfläche a ($=A/N^2$) aus, so erhält man $i_n T a / A$. Um daher bei doppelter Auflösung, d.h. bei $a/4$ statt a und folglich $i_n/4$ statt i_n , den gleichen Rauschabstand zu wahren, muß man 16-mal so lang scannen. Noch schlimmer wird es, wenn die doppelte Auflösung auch den vierten Teil des Detektionsraumwinkels bedeutet; dann steigt die "rausch-äquivalente" Meßzeit auf das 64-fache. Letzteres ist beim radiologischen Scanner mit Einzelkollimatorschacht der Fall, beim fokussierenden Vielschachtkollimator aber vermeidbar /Barr 81/.

Gegen dieses Scanner-Handicap mußten daher Methoden gesucht werden, um das Systemkonzept nicht völlig aufgeben zu müssen. --- Man fand den genialen Trick, einen zeitlich-integrierenden Flächenempfänger zur parallelen Aufnahme zu benutzen und gleichzeitig elementweise das Signal des letzten Zyklus auszulesen. Dieses Prinzip wird bei unseren Fernsehkameras verwendet ("Bildebenen-Scan"). --- Ein anderes Hilfsmittel ist das aktive Abtasten (s.o.) des Objekts ("Objekt-Scan"), welches aber Reflexion statt Emission mißt. --- Eine weitere Methode ist die vor allem im Infraroten angewandte Multiplex-Spektrometrie /Har 74/, deren Techniken man auch in 2D anwenden kann. Transformationscodierung /Bea 75/ und Felgett-Vorteil (siehe z.B. /Mer 65/S.1) lauten Stichworte dazu. Auch diese Methoden haben durch das Auswechseln der Masken bildebene-scannenden Charakter. --- Auch lassen sich die spatialen Frequenzen des Objekts anstelle des Bildes mit ähnlichen Methoden scannen /Loh64/, was ich "Fourier-Scan" nennen möchte.--- Schließlich sei noch die für Infrarotbildgewinnung praktisch wichtige, aber technisch schwierige Methode erwähnt, Scannen und Parallel-Abbilden zu vermischen /Hal 77/, weil man statt großer nur kleine Bilddetektoren, oder sogar nur Detektor-Zeilen zur Verfügung hat, welche außerdem noch beträchtliche Empfindlichkeitsschwankungen aufweisen. Um diese zu eliminieren, und um mehr Licht als mit einem Einzel-Detektor zu sammeln, lenkt man z.B. eine Bildzeile längs über die Detektorzeile hinweg ab, und schiebt gleichzeitig die von jedem Pixel erzeugte Ladung mit ("time delay integration" mit CCDs; ohne CCDs ginge es ähnlich). Bei N Detektoren in der Zeile, wurde dann ein Pixel während der N-fachen Pixel-Zeit gemessen, und alle Pixel einheitlich mit allen Detektoren, also gleichartig. Man hat also eine homogene Messung mit einem um $(N)^{1/2}$ verbesserten Rauschabstand gemacht.

Die voranstehenden Vergleiche haben nachrichtentechnischen Charakter. Zusammen mit den Hinweisen auf Anwendungen in §1.2 sind viele bezeichnende Eigenschaften von Scannern und parallelen Systemen erhellt worden. Die Betonung lag dabei auf allgemeinen Aspekten. Für jedes spezielle System muß man natürlich gemäß der vorliegenden Aufgabe, des Zeitplans und des Kostenrahmens (Kaufpreis, Betriebs-, Personal-, Beseitigungskosten), wobei u.U. auch

allgemeinwirtschaftliche oder soziale Nebenwirkungen zu bedenken sind, die geeignete Lösung im Einzelfall bestimmen. Es sollte jedoch klar geworden sein, daß serielle und parallele Verarbeitung zwei grundlegende Konzepte großer Bedeutung und breiter Anwendbarkeit sind. Das liegt sicherlich mit an der ihnen innewohnenden Einfachheit.

Beim einfachsten Parallelsystem hat jede Senke ihre eigene Quelle. Beim einfachsten Scanner geht die eine Quelle nacheinander zu allen Senken, wobei die relative Bewegung auch umgekehrt sein kann (vgl. Tonbandgerät). Dieses mechanische Scannen kann Lichtablenkaufgaben erleichtern. Ein wichtiges praktisches Prinzip. Doch wenden wir uns jetzt dem Licht zu.

1.4 Scannen und Laserlicht

Für die Materialbearbeitung, die Informationsaufzeichnung (siehe Laserdrucker /LF 79b/), die Nachrichten-Übertragung mit Glasfasern und für die Meßtechnik finden Laser immer mehr Einsatz. Man kann es nicht mehr aufzählen, und muß auf die vielen Übersichtsartikel über "Laser Applications" verweisen (siehe z.B. /Ros 72/). Auch wird das Wort Scanner fast schon mit Laserscanner gleichgesetzt. Aus welchem Grund? Laserlicht hat u.a. drei markante Eigenschaften /vgl. moderne Optiklehrbücher/, die insbesondere auch für Scanner wichtig sind:

a) Monochromasie (Einfarbigkeit):

Laserlicht ist – im wesentlichen – einfarbig, also zeitlich-kohärent. "Im wesentlichen" heißt, daß man meist nur einen von vielen ausgesandten spektralen Moden ausnutzt. (Manchmal wäre auch der "weiße Laser" erwünscht, der mit vielen spektralen Moden das Spektrum des sichtbaren Lichts quasi-kontinuierlich abdeckt.) Der Grad der (erreichbaren) Einfarbigkeit, oder äquivalent damit die zeitliche Kohärenzlänge, ist beim Laser extrem hoch, verglichen mit konventionellen Lichtquellen.

Der Vorteil der Monochromasie ist, daß Laserlicht praktisch keine spektrale Dispersion bei Beugung und in brechenden Medien erleidet. Man braucht also optische Komponenten nur für die eine Laserwellenlänge zu konzipieren und hat dadurch größeren Optimierungsspielraum. Antireflex-Beschichtungen und dielektrische Spiegel lassen sich z.B. für eine Wellenlänge

hochwirksam herstellen, was verlust- und irrlicht-freieren optischen Systemen zugute kommt. Auf den nicht-technisch-optischen Nutzen der Einfarbigkeit kann hier leider nicht eingegangen werden (Laser-Chemie, usw.). Aber für Scanner nutzt man die leichte, d.h. technisch einfache Fokussierbarkeit und Ablenkbarkeit einfarbigen Lichtes aus.

b) Parallelität:

Wenn man von den möglichen transversalen elektromagnetischen (TEM) Schwingungsmoden alle bis auf den TEM₀₀-Modus unterdrückt, erhält man einen hochparallelen Strahl mit gaußförmigem Intensitätsprofil. Dieser läßt sich leicht zu einem "Punkt" fokussieren (evtl. hilft ein Mikro-Loch dazu) und als Lichtquelle hoher räumlicher Kohärenz verwenden.

Diese spatiale Kohärenz ist Grundlage der Lichtablenkung durch Beugung, und wird z.B. in akustooptischen Scannern und von holografischen Lichtablenkern ausgenutzt. Außerdem ermöglicht die geringe Strahldivergenz eine gute Strahlbündelung bzw. Fokussierung über weite Entfernungen.

Spatial-kohärente Systeme haben jedoch auch ihre Nachteile /Loh 76, Loh 77/, darunter Speckle-Rauschen ("Laser-Granulation") und kritische Justierbarkeit. Man kann solche Systeme als einzelnen Informationskanal auffassen, den schon ein Staubkorn empfindlich stört, ganz im Gegensatz zu einem vielkanaligen, spatial-inkohärenten System /Cha 80/. Scannen mit kohärentem Laserlicht ist jedoch ein inkohärenter Vorgang, denn das Licht nacheinander beleuchteter und/oder detektierter Auflösungspunkte ist im Normalfall nicht mehr interferenzfähig (siehe Anhang C). Die spatiale Rauscharmut von Scannern ist also mit der inkohärenter Systeme vergleichbar.

Ein weiterer praktischer Vorteil der Parallelität von Laserlicht resultiert aus den damit zusammenhängenden geringen Strahlquerschnitten am Laserausgang und auch nach einer Strahlbündelung: Linsen und andere optische Komponenten mit geringem Durchmesser, oder größere, die in jedem Moment nur zu einem kleinen Teil ihres Querschnitts genutzt werden, verursachen geringere Wellenaberrationen, weil sie i.a. genauer hergestellt werden können, nachdem nur lokale statt globale Präzision verlangt ist. Umgekehrt können evtl. global

schlechte Komponenten schon den gewünschten Zweck erfüllen. Geringe Divergenz, geringer Strahliuerschnitt und geringe Aberrationen erleichtern auch den Energietransport. Damit sind wir bei Energiefragen:

c) Leistungsdichte:

Man sagt, Laser seien eine Quelle intensiver Strahlung. Damit meint man aber in erster Linie nicht die absolute Größe der Strahlungsleistung, die heute etwa 100 kW bei CO₂-Lasern erreichen kann, also auch nicht gerade wenig, die aber eher bei W bis mW (und darunter) für die gebräuchlichen Ar- und HeNe-Laser anzusiedeln ist (und mit schlechtem Wirkungsgrad erzeugt wird). Gemeint ist vielmehr die erzielbare Leistungs- und damit Photonen-Konzentration, und zwar in Ort und Zeit. Die zeitliche Konzentration, welche eine Energiebündelung ist, macht man mit Techniken wie "mode-locking" oder "Q-switching" und erzielt damit z.B. Spitzenleistungen von 100 MW bei Impulslängen von 10 ns /You 77/.

Die hohe Konzentrierbarkeit gleichartiger Photonen in Raum und Zeit mag klassisch-physikalisch als eine Selbstverständlichkeit erscheinen. Quantenmechanisch ist es das aber nicht, wie das Pauli-Prinzip bei Elektronen z.B. zeigt. Anders gesagt, Elektronen sind Fermionen, Photonen Bosonen. Auf diesen Überlegungen gründet sich (z.T.) auch die Hoffnung, die Kernfusion per Laser /Hor 80/ einzuleiten, obwohl andererseits auch Strahlen elektrisch geladener Teilchen gut geeignet wären, weil sie mit den geladenen Plasma-Bestandteilen intensiv wechselwirken können /PT 78/.

Praktische Bedeutung hat die hohe Leistungsdichte von Laserlicht aber schon jetzt für die Materialbearbeitung. Erstens, weil es überhaupt geht, und zwar ziemlich gut, d.h. genau, sauber, schnell und ohne Werkzeugverschleiß. Zweitens, weil man im Gegensatz zu Strahlen geladener Teilchen kein Vakuum braucht und leichter an versteckte Stellen am Werkstück hinkommt, denn die Ablenkung dorthin läßt sich einfach machen. Auch für die Informationsverarbeitung sind viele Photonen nützlich, damit man vom Quantenrauschen wegkommt. Ein Zahlenbeispiel soll das verdeutlichen: Mißt man während $T=1\text{ns}$ eine Lichtleistung von $P=1\text{mW}$ bei einer Wellenlänge von $0,3\text{ }\mu\text{m}$ (d.h. bei Frequenz $f=10^{15}\text{Hz}$), so ergibt sich als

Rauschabstand:

$$\text{SNR} = (N_{\text{Photon}})^{1/2} = (PT/hf)^{1/2} = 10^3 = 30\text{dB.} \quad (\text{I.1})$$

Bezieht man den Rauschabstand auf eine der Photonenzahl entsprechende Spannung, so kann man sogar von 60dB Rauschabstand reden, oder von 30dB bei nur 1µW statt 1mW Lichtleistung. Gute Rauschabstände lassen sich also schon bei mäßigen Lichtleistungen trotz GHz-Datenraten erzielen.

I.5. Scan-Aufgaben

Man muß unterscheiden zwischen dem Scan-Pfad und dem Scan-Muster, das den Scan-Pfad entlang geführt wird.

Der Pfad kann in einer, zwei oder drei Dimensionen des Raumes verlaufen. Er kann eine stetige Kurve sein, oder Sprungstellen aufweisen, oder aus diskreten Punkten bestehen, oder aus einer Kombination dieser Möglichkeiten. Die Gesamtlänge des Pfades und die Größe des Gebietes, das ihn umschließt, gibt man zweckmäßigerweise in Anzahlen von Auflösungspunkten an. Bei gleicher geometrischer Form von Pfaden kann der zeitliche Ablauf variieren. Und zwar kann man bei stetigen Kurven den Durchlaufsinne umkehren. Bei unstetigen Kurven geht das für jede stetige Teilkurve, und zusätzlich ist die zeitliche Reihenfolge der Teilkurven variierbar. Letzteres trifft insbesondere auf Scan-Pfade aus diskreten Punkten zu. Außer im Durchlaufsinne und in der Reihenfolge kann sich der zeitliche Ablauf auch in der Geschwindigkeit unterscheiden, und zwar in der absoluten Größe der Geschwindigkeit bzw. der Gesamt-Scan-Zeit, oder in der Geschwindigkeitsverteilung längs des Pfades. Bei konstanter Scan-Geschwindigkeit spricht man von (zeitlich) linearem Scan, bei ortsvariabler Geschwindigkeit von nicht-linearem Scan. Bei Scan-Pfaden aus diskreten Punkten ist die Redeweise von Sprungzeiten und von Verweilzeiten einsichtiger als die von Geschwindigkeiten. Sprung- und Verweilzeit lassen sich zur Adressierzeit zusammenfassen.

Die Frage der Verteilung der Scan-Geschwindigkeit bzw. der Verweilzeit ist eng mit der Intensität des Scan-Musters verknüpft. Bei konstanter Quellenleistung kann man durch den Scan-Ablauf alleine schon eine Intensitätsmodulation erzielen. (Analoges gilt für die Detektionsleistung beim passiven Scanner, die man auch durch zeitliche Integration oder durch die Detektorempfindlichkeit modulieren kann.) Außer der Intensität gibt es noch andere Charakteristika des Scan-Musters, insbesondere seine Form und deren zeitliche Änderung. Was das letztere betrifft, wollen wir nur zwischen zeitlicher Stabilität und zeitlicher Variation unterscheiden (ähnlich wie bei der Geschwindigkeit, s. oben). Bei der Form aber unterteilen wir in punktförmig und ausgedehnt, und Letzteres wiederum je nach Symmetrieeigenschaften. "Punktförmig" bedeutet natürlich: Von der Größe der Ortsauflösung. Ausgedehnte Scan-Muster könnten separabel sein, d.h. z.B. als $m_1(x) \cdot m_2(y)$ statt als beliebiges $m(x,y)$ sich schreiben lassen. Außerdem kann man Radialsymmetrie oder eine Muster-Orientierung vor sich haben, z.B. relativ zur lokalen Scan-Pfad-Richtung. Sollte z.B. ein radialsymmetrisches Muster nicht zu erzielen sein, obwohl es aus Homogenitätsgründen wünschenswert wäre, so wurde man deswegen ein immer zum (glatten und stetigen) Scan-Pfad paralleles Muster einem mit starrer Orientierung, die auch mal quer zum Pfad liegen kann, vorziehen. Schließlich kann man bei Lichtmustern auch deren Farbe bzw. die Farbverteilung ins Spiel bringen, und sogar ihre zeitliche Änderung. Oder im monochromatischen Fall kann man von Amplitude und Phase des Scan-Musters reden, und nicht nur von der Intensität.

Was das Scan-Muster mit dem Scan-Pfad verbindet ist die Bewegung des Musters entlang dem Pfad. Sollte dieser nicht separat vom Muster definiert sein, so bietet sich an, die Bahn des Schwerpunkts des Musters den Pfad zu nennen. Noch ein Kommentar zur Muster-Ausdehnung in 3D, nachdem auch 3D-Pfade zugelassen sind: Da man bei Scannern die Beleuchtung gewöhnlich von einer Fläche eines den Pfad umschließenden Würfels vornimmt, ist eine Haupt-Ausbreitungsrichtung des Scan-Strahls festgelegt, entlang der die Lichtverteilung in aufeinanderfolgenden Ebenen nicht unabhängig ist; vgl. /Loh 78a/ und /Gab 68/. Deshalb soll hier die Musterausdehnung nur in den 2 Dimensionen senkrecht zur Scanner-Achse verstanden werden. Die Leistungsfähigkeit eines Systems von sechs Scannern, für jede Würfelfläche

einen, soll hier nicht analysiert werden.

Bisher war von einem einzigen Scan-Pfad die Rede. Bei vielen Scan-Aufgaben muß ein Pfad wiederholt abgescannt werden. Dabei unterscheidet man zwischen zyklischer Wiederholung, d.h. jedes Mal von Anfang an, und zwischen oszillatorischer Wiederholung, bei der jeweils der Durchlaufsinn abwechselt. Gilt diese Wiederholung z.B. nur für eine von zwei orthogonalen Ablenkrichtungen, so erhält man z.B. den Raster-Scan oder den Mäander-Scan. Lissajou-Figuren sind eine andere Bewegungskombination auf zwei Achsen; vgl. /Mar 80/.

Eine weitere wichtige Charakterisierung einer Scan-Aufgabe ist die, inwieweit die Aufgabe vorher festgelegt ist (vgl. Anhang B). Die beiden Extremfälle sind das starre Scan-Programm und die von jedem Zeitpunkt zum nächsten neue und beliebige Kombination von Ablenkposition und Scan-Muster. Die zuletzt genannte Scan-Aufgabe stellt sich wohl selten in dieser Allgemeinheit, ist auch mit einem Scanner nicht einfach zu lösen, und sollte vielleicht einem Film-Projektor überlassen werden, wenn möglich (oder einer Film-Kamera im passiven Fall). Aber bei zeitlich-konstantem und z.B. punktförmigem Scan-Muster ist eine solche Scan-Aufgabe als Forderung nach wahlfreiem Zugriff (random access) nicht ungewöhnlich (vgl. Anhang B mit Bemerkung zur Gamma-Kamera). Wenn jedoch die wahlfreie Adressierung nicht in sehr kurzen und gleichen Zeiträumen passieren muß, sondern auch zu beliebigen Zeitpunkten innerhalb der größeren Zeit T erfolgen kann, läßt sich dieses Problem auch mit dem mit T periodischem Adressieren aller und Auswahl der gewünschten Positionen lösen. Raster-Scan kann also pseudo-wahlfreien Zugriff ermöglichen.

Mit diesem Hinweis wollen wir die Klassifikation von Scan-Aufgaben abschließen. Bei der Beurteilung von Scanner-Konzepten und -Systemen wollen wir darauf zurückgreifen und sagen, für welche Aufgabe ein Scanner geeignet ist und für welche nicht. Ein Scanner-System oder -Konzept wird umso besser sein, je vielseitiger es einsetzbar ist (Flexibilität), je mehr Punkte es adressieren kann (Kapazität) und je schneller es einen Scan durchführen kann (Scan-Geschwindigkeit). Da kein System alles kann, wollen wir zunächst von einer einfachen

Durchschnittsaufgabe ausgehen, und erst später unsere Forderungen steigern.

Die Aufgabe soll zunächst sein, mit konstanter Lichtquelle einen beliebigen kontinuierlichen (d.h. stetigen) 2D-Pfad innerhalb von N^2 Auflösungspunkten mit konstantem und punktförmigem Muster und mit konstanter Geschwindigkeit zu erzeugen. (Klar ist dann, daß eine Modulation der Quelle ein Intensitätsprofil auf dem Pfad hervorruft.)

Diese Orientierung an Scan-Aufgaben und überhaupt am Nutzen von Scan-Techniken, welche in diesem Kapitel zum Ausdruck kommt, scheint mir gegenüber einem zu starken Betonen der Möglichkeiten einer einzelnen Technik die sinnvollere Vorgehensweise zu sein, weil man sonst Gefahr läuft, sich in nutzlose Spitzfindigkeiten zu verrennen.

II. HOLOSCANNER-GRUNDLAGEN

II.1. Physikalische Lichtablenkprinzipien

Es gibt eine ganze Zoologie von Scanner-Techniken und -Systemen. Die "Scannerei" ist überhaupt eine "hybride" Wissenschaft par excellence. Sie schöpft aus so verschiedenen Gebieten wie Mechanik, Optik, Elektrotechnik, Laserphysik, Halbleitertechnik und so fort. Das liegt natürlich daran, daß das Prinzip des Scannens auf mannigfaltige Weise implementiert werden kann.

Die einfachste Lösung, die Quelle oder den Detektor mechanisch an den Zielort zu führen, hat immer noch in Kombination mit anderen Techniken ihre Bedeutung. Mit welchen physikalischen Prinzipien aber Licht abgelenkt werden kann, soll nun erläutert werden.

Ganz allgemein kann man sagen, daß alle Effekte, die irgendwie eine Lichtquelle beeinflussen können, zur Ablenkung direkt oder indirekt genutzt werden können! Gewöhnlich werden aber nur diejenigen "makroskopischen" Effekte genannt, die die Lichtrichtung (Wellenvektor) direkt durch Beeinflussung der räumlichen Phase ändern, und das sind Reflexion, Brechung und Beugung; vgl. hierzu die beiden großen Übersichtsartikel /Bei 74/ und /Mar 80/, auf die ich generell verweisen möchte und die auch den Stoff älterer und meist kürzerer Übersichten abdecken (aber nicht die Holoscanner; darüber gibt es noch nichts Vergleichbares). Übersehen wird dort insbesondere, daß auch (Amplituden-Beeinflussung d.h. Absorption oder Verstärkung) und Wellenlängenänderung zum Scannen verwendet werden können. Aber auch die restlichen zwei Parameter einer ebenen Welle (wir hatten schon Wellenvektor, Wellenlänge und Amplitude), nämlich Polarisation und absolute zeitliche Phasenlage, werden dort unter anderen Aspekten diskutiert, als sie mir sinnvoll erscheinen.

Natürlich weiß man, daß Licht einer anderen Wellenlänge bei Brechungs(dispersion) oder bei Beugung eine andere Richtung bekommt. Aber im Zeitalter durchstimmbarer Laser die Sache andersherum zu sehen, habe ich noch nicht gelesen. --- Ähnlich ist es mit der Polarisation, deren Änderung man immer auf Brechungsindexänderungen zurückführt, und häufig durch (Doppel-)Brechung und (Total-)Reflexion zur Richtungsänderung ausnutzt. Polarisation kann

man aber auch durch molekulare Prozesse wie z.B. Streuung beeinflussen, und dann auch durch absorptive Prozesse eine Lichtablenkung einleiten. Dazu gleich mehr, aber vorher noch ein Wort zur Streuung.---Ich habe noch von keinem Scanner erfahren, der die bei Streuung direkt auftretende Richtungsänderung des Lichts ausnützt. Auch scheint die Streuung als mikroskopischer Effekt nicht in unsere bisherige implizit makroskopische Denkweise zu passen. Dennoch halte ich anisotrope, elektrisch kontrollierbare Streuung für ein nutzbares Scan-Prinzip. --- Und nun zur Absorption, die schon Nipkow mit seiner Bildabtastscheibe 1884 zum Scannen benutzte, und die bis 1938 beim Fernsehen Verwendung fand /Bro 77/. Ortsveränderliche Absorption kann die Ursache von Lichtablenkung sein, wie man sich daran klarmachen kann, daß Lichtstrahlen je nach dem Ort, wo sie (parallel zur optischen Achse) auf eine Linse treffen, dann im Brennpunkt eine unterschiedliche Neigung haben. Brechung in der Linse vermittelt zwar die Ablenkung, die Variation der Absorption ändert sie aber. Während die Nipkow-Scheibe für Laser-Scanner wegen ihrer schlechten Lichtausnutzung in Vergessenheit geriet, wurde das Prinzip der Ablenkung durch ortsvariable, elektronisch kontrollierte Absorption beim "Intracavity-Scan-Laser" (siehe /Bei 74/) wieder verwendet. (Es gibt übrigens auch verstärkungsgesteuerte Scan-Laser.) Ortsfeste Polarisationsänderungen können, wie oben angedeutet, mit einem im Ort unterschiedlich orientiertem Analysator in ortsvariable Lichtverteilungen umcodiert werden, deren Ortsauflösung sich durch nichtlineare Effekte steigern läßt. Aber auch eine Intensitätsänderung am gleichen Ort läßt sich prinzipiell zur Lichtablenkung nutzen, zumindest zum Hin- und Herschalten zwischen zwei Richtungen, wie man es durch Polarisationsänderung häufig macht. Dazu bedarf es intensitätsabhängiger Effekte, wie man sie z.B. vom phototropen Glas her kennt. Soweit, so ungenau. Aber alle meine eventuellen künftigen Patente kann ich hier nicht im Detail verraten. --- Zur absoluten zeitlichen Phase einer Lichtwelle ist zu sagen, daß es sich dabei um eine relative Phase zu einer zweiten kohärenten Welle handelt, und folglich sich als Streifenverschiebung in einem Interferometer bemerkbar macht, dessen Ortsauflösung durch Vielfachinterferenz gesteigert werden kann. Leider haben diese Scan-Prinzip-Erfindungen vor mir auch schon andere gemacht: siehe die Übersicht in /Fow 66/. Dafür schlage ich aber nun das gezielt koordinierte

Zusammentreffen zweier Lichtblitze (mit nicht notwendigerweise verschiedener Wellenlänge /LF 78/) und dadurch ausgelöste Zweiphotonenprozesse oder andere nichtlinearen Wechselwirkungen, die z.B. lokales Lasen verursachen können, als neues Scan-Prinzip vor. --- Aber je nach Blickwinkel war alles irgendwann irgendwie schon mal dagewesen. Ich nehme aber in Anspruch, meines Wissens als erster auf die oben genannte Systematik hingewiesen zu haben, die ihren Wert nicht nur zur Klassifikation alter, sondern auch zum Entdecken neuer Erfindungen hat. In dieser Hinsicht dürfte sich m.E. insbesondere in Zusammenhang mit nichtlinearen optischen Phänomenen etwas tun.

II.2. Einordnung der Holoscanner

Holografische Lichtablenker sind durch die mechanische Bewegung eines Hologramms und durch die Beugung des Lichts am Hologramm gekennzeichnet.

Wegen der mechanischen Bewegung sind sie mit Prismen- und Polygonspiegel-Lichtablenkern verwandt, und wurden deshalb von L.Beiser in die Kategorie der Systeme mit hoher (mechanischer) Trägheit eingestuft /Bei 74/. (Man kann sich jedoch auch Holoscanner (HS) geringer Trägheit vorstellen (siehe § IV.3), was jetzt zunächst noch nicht diskutiert wird.) Eine Systematik der mechanischen Bewegung reflektierender, beugender und brechender Ablenker findet man in /Bry 76/.

Wegen der Beugung am Hologramm sind die HS mit (im Bragg-Modus betriebenen) akusto-optischen Ablenkern /Kor 80/ verwandt, bei denen die beugende Struktur ein von Ultraschall erzeugtes, mit Schallgeschwindigkeit laufendes Phasengitter ist. Neuerdings gibt es auch Scanner, welche elektro-optisch induzierte Gitter oder Wellen, an Oberflächen oder in dünneren Schichten, zur Ablenkung durch Beugung nutzen, und noch eine vielversprechende Zukunft vor sich haben (/Bei 74/, S. 151).

Wir erwarten also für HS eine Kombination der guten und eine Kompensation der schlechten Eigenschaften mechanischer und akusto-optischer (z.B.) Ablenker auf die wir zwecks späterem Vergleich mit HS-Eigenschaften jetzt näher eingehen werden.

Mechanische Scanner (hoher Trägheit) haben (bei leider nur seriellm Zugriff) hohe Scan-Punkt-Anzahl (aufgrund großer Aperturen und großer Ablenkwinkel), gute Ablenk-Linearität (aufgrund konstanter Geschwindigkeit) und hohe Scan-Geschwindigkeit (definiert als Pixel pro Zeit). Die Kombination dieser Eigenschaften müßte man eigentlich mit Superlativen als Prädikaten ansehen; der häufige Einsatz solcher Ablenker für genauen, schnellen, hochauflösenden Linien- und Raster-Scan ist deshalb verständlich. Aber die Scan-Pfade sind vorbestimmt (also kein "random access" möglich), und man kann fast nur Linien oder Kreisbögen: das bedeutet geringe Flexibilität. Dafür hat man bei Spiegeln die einfache Möglichkeit zum Ablenken von Weißlicht bzw. von Licht einer einzigen aber beliebigen Wellenlänge, was z.B. für das Infrarot besonders wichtig ist, weil man da kaum Materialien mit guter Transmission hat /Gal 79/. Allerdings sind Polygonspiegellichtablenker sehr teuer (d.h. sie kosten z.B. DM 50.000 und mehr), insbesondere weil die einzelnen Spiegel nicht leicht aufeinander abzustimmen sind, vor allem für Hochgeschwindigkeitssysteme, welche auch meist in Öl- oder Luft - statt Kugel-Lagern laufen. Besondere Probleme gibt es bei hohen Drehzahlen aufgrund der Massenverteilung der Spiegelflächen und -kanten. Die Kanten verursachen zum einen in der umgebenden Atmosphäre Wirbel, die den Brechungsindex variieren und so die Ablenkung stören; außerdem verbrauchen sie Motorleistung. Abhilfe bringt z.T. der Einbau in eine (teure, flüchtige) Helium-Atmosphäre. Zum anderen verformen sich die Spiegelflächen aufgrund der Fliehkräfte, was auch zu Aberrationen führt, wenn man es nicht vorkompensiert; aber für eine bestimmte Geschwindigkeit schafft man es. Noch zwei Eigenarten von Polygonspiegelablenkern sind zum Vergleich mit dem HSn zu erwähnen. Erstens ist der Licht-Ablenkwinkel (2θ) eines Spiegels durch die Spiegelanzahl (N) festgelegt ($2\theta = 2 \cdot 2\pi / N$). Zweitens gibt es durch die parallel zur Rotationsachse versetzten Spiegel Probleme mit der Scan-Linearität, d.h. die Scan-Geschwindigkeit ist nur mit komplizierten Linsensystemen konstant zu halten (siehe /Bei 74/, S. 76ff), und das gilt sowohl für ebene als auch für gekrümmte Scan-Flächen.

Nun zur Ablenkung durch Beugung: Sie ist stark wellenlängenabhängig, also zum Weißlicht-Scan nur bedingt und mit Tricks (wie vor und nachgeschaltete Prismen) geeignet. Akustooptische Ablenkung ist aber besonders schnell, weil die Ultraschallgeschwindigkeiten bei 5 km/s liegen, und sehr flexibel, weil man mit MHz-Pixelraten wahlfreien Zugriff machen kann, und das ist einfach elektrisch steuerbar. Allerdings ist auch diese Technik nicht ideal: Die hohe Beugungseffizienz bei Ablenkung unter Bragg-Bedingungen sinkt sofort ab, wenn diese nicht gegeben sind, und d.h. an beiden Enden des Ablenkbereichs, falls (wie üblich) Licht-einfallrichtung und Ultraschallrichtung beibehalten werden. Durch komplizierte "phased array" Techniken versucht man allerdings den Ultraschallstrahl etwas mitzudrehen. Zusammen mit Materialproblemen (wie z.B. Erhitzung durch Schallabsorption) führt dies zu nur etwa 500 bis 1000 adressierbaren Positionen innerhalb eines engen Winkelbereichs, den eine Teleskop-Optik meist aufspreizen muß. Man hilft sich neuerdings mit einem zusätzlichen Trick, der akustischen Wanderlinse, die den synchron abgelenkten Strahl nochmal in Objektnähe fokussiert und so Auflösung und Scan-Rate steigern hilft, und zwar um den Faktor 10 etwa /Red 80/, so daß man 2000 Pixel mit 100 MHz scannen kann.

Wenn wir uns nun zurückblickend die Vor- und Nachteile von Polygonspiegel- und akustischen Lichtablenkern ansehen, so erwarten wir für die Hologramm-Scanner folgende Eigenschaften aufgrund beliebiger Hologrammstrukturen:

- * Kein echter wahlfreier Zugriff, da das Hologramm vor dem Gebrauch hergestellt werden muß. Allerdings wäre pseudowahlfreier Zugriff möglich (vgl. § I.5). Besser wäre aber eine elektrisch gesteuerte Echtzeitmethode zur Hologrammerzeugung.
- * Beliebiger Scanpfad. Insbesondere Sprünge von einem Scanpunkt zum anderen, ohne daß man beim Sprung die Lichtquelle abschalten muß, als eine Art vorprogrammierter wahlfreier Zugriff.
- * Hohe Scan-Geschwindigkeit, falls man mit einer kleinen Hologramm-Bewegung schon den nächsten Punkt adressieren kann. Allerdings läßt sich ein Hologramm in Luft sinnvoll nur langsamer als die Schallgeschwindigkeit in Luft bewegen, also nur mit etwa 300 m/sec, während

Ultraschall in Festkörpern um 5 km/sec schnell ist. Aber es sind höhere Umfangsgeschwindigkeiten bei niedrigeren Materialspannungen als bei Polygonspiegel-Ablenkern zu erwarten, da Hologramme auf beliebigen glatten Flächen sein können.

* Scan-Linearität als Spezialfall beliebiger Scan-Hologramme.

wieviele genau

* Scan-Kapazität, d.h. viele Punkte sollen mit wenig Hologrammfläche adressierbar sein; ist von vorneherein schlecht abzuschätzen. (Im Vorgriff verraten wir, daß hohe Scan-Kapazität durchaus erzielbar ist.)

* Große Ablenkwinkel. Mit dicken Hologrammen z.B. weil die Bragg-Bedingung immer eingehalten werden kann.

* Hohe Lichtausbeute ebenso.

* Die Unabhängigkeit des Ablenkwinkels von einer Hologramm-Facette zur anderen (im Gegensatz zum Polygonspiegel-Fall) aufgrund beliebiger Hologramm-Facetten.

* Ein Scan-Pfad auf beliebigen Flächen im 3D-Raum, die vom Scan-Strahl überhaupt bestreichbar sind (d.h. ihm nicht abgekehrt sind). Insbesondere auch ebene Scan-Pfade.

* Problemlose Ablenkung von Weißlicht nicht! Aber die Ablenkung bei jeder einzelnen beliebigen Wellenlänge schon, weil es reflektierende Hologramme gibt.

* Ablenkung eines ausgedehnten Scan-Musters, wenn es gelingt, Ablenk- und Muster-Information gleichzeitig im Scan-Hologramm unterzubringen. Dieser Fall wäre der interessantere gegenüber anderen Scannern, wo man ebenso wie bei den HSn durch Quellenform oder zusätzliche Orts- oder Frequenz-Filter im Strahlengang das Scan-Muster erzeugen kann.

* Geringer Preis wegen einfacher Herstellung und niedriger Materialkosten, insbesondere bei Massenproduktion.

* Resistenz gegen hohe Lichtleistungen (für die Materialbearbeitung) bei reinen Phasenhologrammen.

Wir erwarten also ganz schön viel positive Eigenschaften von HSn. Und deshalb lohnt sich erst mal die Forschung daran. Was an unseren Erwartungen bis hierher unklar bleibt, ist der Aufwand, mit dem sie einzeln und insbesondere in Kombination miteinander erfüllt werden können. Das sollen die restlichen Teile dieser Arbeit klären.

II.3. Hologrammtyp, Lichtausbeute, Scan-Gebiet

In den meisten modernen Optik-Lehrbüchern, in Büchern über Holografie wie /Col 71/, /Cau 79/ oder /Men 73/, und in Originalarbeiten wie /Bro 69/ oder /Kog 69/ findet man folgende Aussagen über Hologrammtyp und Lichtausbeute.

Lichtausbeute oder Beugungseffizienz (BE) wird definiert als das Verhältnis

$$BE = \frac{\text{maximale (in die interessierende Ordnung) gebeugte Intensität}}{\text{einfallende Intensität}},$$

und meist in % angegeben, wobei Reflexionsverluste an Oberflächen (da vermeidbar) nicht berücksichtigt sind. Außerdem wird bei diesen Zahlen keine beliebige Hologrammstruktur, sondern ein reguläres Gitter zugrundegelegt. Folgende Tabelle gemäß /Men 73/S.252 zeigt solche ideale (gerundete) BE%-Zahlen für die erste Beugungsordnung:

Beugungseffizienz (%) für Refl. u. Trans.	Amplituden-Hologramm		Phasen-Hologramm	
	Sinus	Binär	Sinus	Binär
dünnes Hologramm	6	10	34	40
			(Echelette: 100)	
dickes Hologramm	7 (Refl.)		100	
	4 (Trans.)			

Mit "Sinus" und "Binär" sind voll durchmodulierte Sinusgitter oder (0,1)-Amplituden- bzw. (-1,1)- Phasen-Gitter gemeint, mit "Refl." Reflexions- und mit "Trans." Transmissions-Hologramme. (Binäre dicke Hologramme scheint man nicht zu kennen, obwohl z.B. Interferenzfilter aus vielen alternierenden Schichten als spezielle dicke binäre Phasenhologramme gesehen werden können, und dicke binäre Amplitudenhologramme genauso herstellbar wären!).

Diese Tabelle zeigt, daß theoretisch nur dicke Phasenhologramme oder Echelette-Hologramme (blazed gratings) für hohe Lichtausbeute in Frage kommen. Und die brauchen wir, wenn wir nicht mit dem Scanner sondern mit der Quelle die Intensität modulieren wollen, oder wenn hohe Intensitätsverluste untragbar sind bzw. zuviel absorbierte Intensität das Scan-Hologramm zerstören könnte oder wenn "fehlgeleitetes" Licht zu sehr in das Scan-Gebiet "hineinstreuen"

würde. Mit anderen Worten: In vielen praktischen Fällen ist hohe Lichtausnutzung wesentlich. Echelette-Gitter sind allerdings schwierig herzustellen. Deshalb kommen vor allem dicke oder "Volumen"-(Phasen-)Hologramme für hohe Lichtausbeute in Betracht, weil man die theoretischen BE-Werte auch praktisch fast erreicht (siehe z.B. /Cas 76, Chan 80/).

Wegen der einfachen Herstellung, oder z.B. weil die Beugungseffizienz weniger stark vom Beleuchtungswinkel abhängt, oder aus sonstigen Gründen (vgl. § III.1.a, S. III.3) sind auch andere Hologrammtypen interessant. So z.B. wenn wir mit der Absorption im Hologramm oder mit seiner Beugungseffizienz den Scan-Strahl intensitätsmodulieren wollen.

Kommen wir nun zum Scan-Gebiet. Darunter verstehen wir zunächst jenen Teil der Halbkugel, welcher von einer (!) (normalerweise der ersten) Beugungsordnung alleine (!) angesprochen werden kann, ohne daß andere Ordnungen auch in dieses Gebiet geraten können. Zunächst sehen wir von ausgedehnten Scan-Mustern ab, und kommen zu folgenden Aussagen über Scanner mit einem ebenen (nicht-synthetischen) Hologramm (bzw. Gitter):

a) Reflexions- und Transmissions-Hologramme haben bei senkrechtem Lichteinfall gleiche Beugungswinkel. Und bei schrägem Lichteinfall ebenso, wenn man jeweils relativ zum ungebeugt durchgelassenen bzw. zum reflektierten Strahl mißt. Das ergibt sich aus der Gittergleichung

$$m \cdot \lambda = g \cdot (\sin \alpha \pm \sin \beta), \quad (\text{II.1})$$

wobei m = Beugungsordnungsnummer ($=0, \pm 1, \dots$), λ = Wellenlänge, g = Gitterperiode = bei dicken Hologrammen die Komponente der Periode parallel zur Oberfläche /Clo 79/, α = Einfallswinkel und β = Beugungswinkel; siehe Bild II.1. Da schräger Einfall physikalisch nichts wesentlich Neues bringt, sondern nur die Mathematik verkompliziert, diskutieren wir anschließend nur noch den senkrechten Einfall. Da schräger Einfall aber für Hologramme auf krummen Flächen wichtig ist, verweisen wir auf die Möglichkeit der Problemanalyse durch Annahme stückweise ebener Flächen, und auf die Literatur über allgemeine Zusammenhänge bei Konstruktion und Rekonstruktion von Hologrammen, z.B. /Col 71/ (Allgemeines), /Cham 67/ (Aberrationstheorie), /Lat 71/ (numerische Aberrationsrechnungen) und /Kog 69/ (Theorie dicker Hologramme).

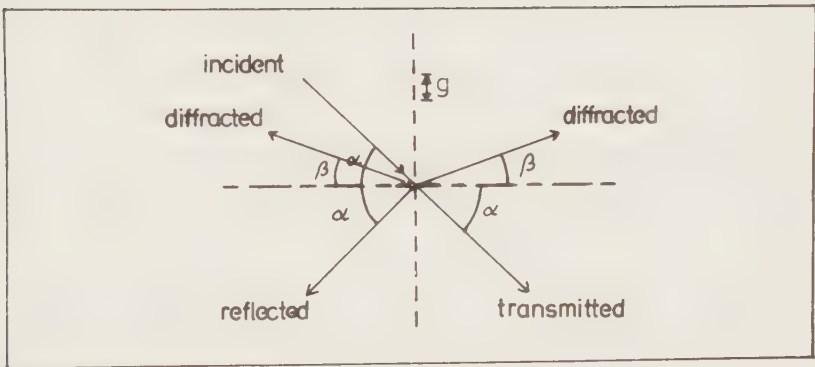


Bild II.1: Winkeldiagramm bei Gitterbeugung (siehe Text dazu).

b) Dünne, d.h. Oberflächen-Reflexions-Hologramme können in jedem Medium bis zu 90° Ablenkwinkel prinzipiell erreichen. Bei dicken Reflexions- und allen Transmissions-Hologrammen kann der Strahl aus dem Hologramm-Medium heraus bei der Brechung in eine optische dichtere Umgebung hinein, 90° (äußeren) Ablenkwinkel nicht erzielen. Das geht nur bei optisch dünnerer Umgebung wie Luft.

c) Bei den dicken (Sinus-)Hologrammen muß das Licht etliche Interferenzschichten durchlaufen, damit man wirklich von dicken Hologrammen reden kann. Dann hat man aber nur noch eine einzige Beugungsordnung bei dicken Transmissions-Phasen-Hologrammen (TPH) (unter Bragg-Bedingungen). Bei gegebener Schichtdicke und zu geringem Ablenkwinkel (in Transmission) werden es aber zu wenige durchlaufene Interferenzschichten, weshalb man sich dem Verhalten dünner Phasenhologramme nähert, was viele Beugungsordnungen bedeutet. Dicke TPHs sind also ungeeignet für kleine Ablenkwinkel, können aber mit der einen Ordnung (in Luft) den restlichen Halbraum bestreichen (s. Bild II.2a). Bei gleicher Schichtdicke des Hologramms könnten dicke Reflexions-Phasen-Hologramme theoretisch sogar ihren ganzen (rückwärtigen) Halbraum mit einer einzigen Ordnung abtasten, wobei man das unter 0° bzw. 180° zurück-gebeugte Licht wegen der (praktisch) unvermeidbaren normalen Reflexion an der Hologrammoberfläche aussparen muß.--- Für dicke Amplituden-Reflexions-Hologramme gilt das

gleiche (mit viel schlechterer Lichtausbeute). Und dicke Amplituden-Transmissions-Hologramme entarten bei zu geringem Ablenkwinkel in dünne, siehe (d).

d) Dünne Sinus-Amplituden-Hologramme ("Grau-Hologramme") haben (in Reflexion und in Transmission) nur 0. und ± 1 . Ordnung, können also mit der +1. Ordnung z.B. den ganzen oberen Halbraum abtasten, einschließlich einer Hälfte der horizontalen Achse (s. Bild II.2b). (Kann die -1. Ordnung aufgrund der Symmetrie des Scan-Pfades mitbenutzt werden, so kann sogar der ganze Halbraum bis auf die 0. Ordnung gescannt werden.)

e) Alle anderen dünnen Hologramme, ob reflektierend oder durchstrahlbar, ob binär oder sinus-artig moduliert (jedoch nicht die Grauhologramme von soeben), haben höhere (als erste) Ordnungen zusätzlich, welche das nutzbare Scan-Gebiet nochmal eingrenzen. Vom oberen Halbraum bleibt dann nur noch der Teil nutzbar, der für jede Gittervektorrichtung, d.h. für jeden Azimuthwinkel (φ) unabhängig voneinander (!) der folgenden Bedingung für die Gitterortsfrequenz $\varphi (=1/g)$ genügt: Die nächst höhere störende Ordnung $n (>1)$ darf bei der minimalen Gitterfrequenz $\varphi_{\min}$ noch nicht das Gebiet der interessanten Ordnung $m (>0)$ bei der maximalen Gitterfrequenz $\varphi_{\max}$ betreten. D.h. gemäß Gleichung II.1 für benachbarte Ordnungen ($n=m+1 \geq 2$) und Einfallswinkel $\alpha=0$:

$$\arcsin(m\lambda\varphi_{\max}) = \beta_m^{\max} \leq \beta_{m+1}^{\min} = \arcsin((m+1)\lambda\varphi_{\min}). \quad (\text{II.2})$$

Daraus ergibt sich unmittelbar:

$$\Delta\varphi \leq \varphi_{\min}/m \quad \text{mit} \quad \Delta\varphi := \varphi_{\max} - \varphi_{\min}. \quad (\text{II.3})$$

Den größten Gitterfrequenz- und somit Ablenk-Spielraum hat also die erste Ordnung ($m=1$). Bei den Gittertypen, bei denen man die geraden Ordnungen verschwinden lassen kann, verdoppelt sich $\Delta\varphi$ (wegen $n=m+2$). Bild II.2c zeigt zwei mögliche Beispiele für Scan-Gebiete der ersten Ordnung ($m=1$), wobei die zweite als störend angenommen wurde ($n=m+1=2$). Dann ist:

$$\varphi_{\min} = \Delta\varphi \quad \text{und} \quad \varphi_{\max} = 2 \cdot \varphi_{\min} = 2\Delta\varphi. \quad (\text{II.4})$$

(Die oft nicht nutzbare -1. Ordnung hat das punktsymmetrische Gebiet zur Verfügung.)

Je nach den Hologramm-Materialien sind Teile dieser Gebiete aber gar nicht oder nur mit schlechter Lichtausbeute auszufüllen. Dann hilft evtl. schräge Beleuchtung zu Lasten anderer Teilgebiete. Bei krummen Hologramm-Flächen hat man dieses Problem von vorneherein. Wenn der Scanner aus mehreren Hologrammen hintereinander besteht, tritt schiefe Beleuchtung i.a. auch auf, und man muß sich insbesondere das Scan-Gebiet des letzten Hologramms überlegen. Sind am Scanner-Ausgang mehrere Hologramme nebeneinander, so ist das Überlappgebiet interessant.

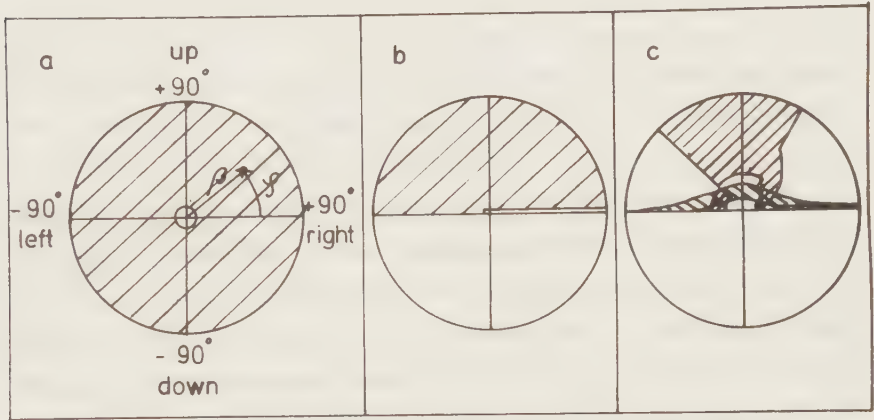


Bild II.2: Scan-Gebiete verschiedener Hologrammtypen (in Luft): a) für dicke Amplituden- oder Phasen-Transmissions-Sinus-Hologramme, b) für dünne Reflexions- oder Transmissions-Amplituden-Sinus-Hologramme, c) 2 Beispiele (unterschiedlicher Schraffur) für dünne binäre Amplituden- oder Phasen-Hologramme oder für dünne Sinus-Phasen-Hologramme (jeweils in Reflexion oder Transmission).

Will man nicht nur einen Punkt sondern ein ausgedehntes Muster scannen, so werden die Verhältnisse komplizierter, denn die Ausdehnung und Form des Musters ist i.a. in verschiedenen Beugungsordnungen unterschiedlich. Außerdem gelten unsere obigen Angaben zur Lichtausbeute dann nicht mehr, wenn das Pfad- und Muster-Scan-Hologramm z.B. lokal mehr als ein

reguläres Gitter überlagert enthält. Siehe z.B. /Cas 76/, Kapitel 4, zu "coupled channels"-Effekten bei dicken Hologrammen. In der 1. Beugungsordnung, bei einfachen Scan-Mustern und bei niedrigen Ablenkungswinkeln können wir jedoch noch auf brauchbare Scanner hoffen. Welche Freiheitsgrade und welche Lichtausbeuten konkret möglich sind, muß dann am einzelnen Hologramm-Typ und -Material, am Scanner-Aufbau und an der Scan-Aufgabe geprüft werden.

Es gibt viele Möglichkeiten Ablenk- und Muster-Information in ein Hologramm zu codieren.--- Wenn wir ein reguläres Ablenk-Gitter mit der Muster-Fouriertransformierten multiplizieren, erhalten wir jede Gitterordnung mit dem Muster gefaltet. Dann verkleinert sich der ursprüngliche Ortsfrequenz-Spielraum der 1. Ordnung um die Musterbreite.--- Wenn wir mit einem rechnererzeugten Interferogramm /Lee 74/ scannen, was zuerst als Methode für flexiblen Scan-Pfad demonstriert wurde /Bry 76/, und in dieses Scan-Hologramm die Musterinformation gemäß /Lee 78/S.152 und 166, hineinmodulieren, so führt die 2. Ordnung ein doppelt so großes Muster mit, was den alten Spielraum der 1. Ordnung (s. Gichg. II.3) um die doppelte Musterbreite reduziert.--- Wenn wir Ablenkung und Mustererzeugung weniger getrennt sehen, sondern als allgemeines Problem, eine Funktion innerhalb eines gewissen Gebietes holografisch zu rekonstruieren, kommen alle möglichen Rechnerhologramme (CGHs) in Betracht (siehe /Hua 71, Lee 78, Dal 80/). Deren Rekonstruktionsgebiete liegen z.B. um die optische Achse herum beim "ROACH"-Typ oder direkt neben der Achse bei Burch's Typ, oder um die 1. (oder eine andere) Ordnung herum beim "Detour"-Phasen-Typ. Da diese Dinge gut bekannt und dokumentiert sind, brauche ich sie hier nicht genauer erläutern. Der wesentliche Unterschied zur ursprünglichen Diskussion des Scan-Gebiets, mit Muster oder nicht, liegt darin, daß bei den CGHs die Trägerfrequenz konstant bleibt, und das Scan-Muster sowohl Muster-Form wie -Verschiebung enthält! Man verschenkt also Konstruktionsfreiheit und büßt dadurch i.a. Scan-Gebiet ein.

II.4. Auflösung und Hologramm-Aufwand

Fällt Licht der Wellenlänge λ senkrecht auf eine quadratische Apertur der Breite W , so hat man bei Fraunhofer-Beugung eine Winkelauflösung von

$$\delta\vartheta := \lambda / W \quad (\text{II.5})$$

wenn man das Rayleigh-Kriterium zugrunde legt. Wenn man andere Kriterien anwendet oder unterschiedliche Breite-Definitionen insbesondere bei apodisierten Aperturen anwendet, kommt man zu

$$\delta\vartheta_a := a (\lambda / W) \quad (\text{II.6})$$

wobei a oft als Aperturform-Faktor bezeichnet wird und zwischen 1 und 3 liegt (/Bei 74/S.55ff), und in praktischen Fällen bei 1,5 bis 2 angesiedelt werden muß. Ein wichtiger praktischer Fall ist ein an den $1/e^2$ -Intensitätsrändern durch eine runde Apertur abgeblockter Strahl mit gaußförmigem Profil, der etwa $a = 1,85$ bedeutet.

Alle Auflösungskriterien liefern ähnliche a -Werte. Zu erwähnen sind z.B.: die Halbwertsbreite (= volle Breite in halber Höhe = full width at half maximum = FWHM) des Scan-Musters; die Gitterperiode, welche noch 50 % der Modulation bringt (50 % - MTF-Wert), wenn sie mit dem Scan-Muster gelesen oder geschrieben wird; Flankensteilheit des Scan-Musters; Radius für (z.B.) 90 % der Gesamtenergie des Scan-Musters; Breite des Scan-Musters bei 80 % seiner Maximal-Höhe; usw.. Kein Kriterium ist ideal. Insbesondere gibt es Definitionsprobleme mit nicht-rotationssymmetrischem Scan-Muster. Im allgemeinen unterscheidet man dann zwischen der Auflösung quer und der längs zum (augenblicklichen) Scan-Pfad.

Wenn nichts anderes vermerkt wird, gehen wir im Folgenden immer von der Definition in Gleichung (II.5) aus, und betrachten rotationssymmetrische Scan-Muster bei Fraunhoferbeugung.

Wenn ein Ablenker durch die (feste) Apertur W hindurch den (1D-) Winkelbereich $\Delta\vartheta$ absキャン kann, so hat er

$$N := \Delta\vartheta / \delta\vartheta \quad (\text{II.7})$$

adressierbare Positionen, laut Gleichung (II.5) also

$$N = \Delta\vartheta \cdot W / \lambda \quad (\text{II.8})$$

Die Größe N , aus näher zu erläuternden Gründen auch Ortsbandbreiteprodukt (OBBP) genannt,

ist ein wichtiger Qualitätsmaßstab für Scanner und andere optische Systeme, da sie gegen nicht-vignettierende optische Transformationen wie z.B. Maßstabsänderung, Rotation, Fourier-Transformation, usw. invariant ist; vgl. hierzu insbesondere /Loh 66/, auch abgedruckt in /Loh 78/.

Wenn eine Linse (mit Brennweite f) einen Strahl der Breite W in der Entfernung z fokussiert, hat man dort eine (laterale) Ortsauflösung bzw. Scan-Muster-Größe

$$\delta x' = z \cdot \delta \theta = \lambda z / W \quad (\text{II.9})$$

oder: $\delta x' = \lambda \cdot F \quad \text{mit } F := z/W, \quad (\text{II.10})$

der sogenannten f -Zahl, u.a. weil man die obige Bezeichnung gerne für $z=f$ am $2f$ -Aufbau (s. /Goo 68/ oder /Loh 78/ oder Bild I.3) veranschaulicht. Für die Tiefenauflösung ergibt sich (ebenso bei Fraunhofer-Beugung) nach Rayleigh für $F \gg 1$:

$$\delta z' = 2\lambda F^2 = 2F \delta x'. \quad (\text{II.11})$$

Ein 3D-Scan-Gebiet der Größe N_x^3 enthält folglich $N^3/2F$ adressierbare Positionen, wobei wir davon ausgehen, daß nur am Fokuspunkt etwas "passiert". Die Formeln II.9 bis II.11 sind beugungstheoretische Grenzwerte. Auf nicht-beugungsbegrenzte Optik ist bei ihrer Anwendung Vorsicht geboten.

Das OBBP (s. oben) beschreibt nicht nur die Anzahl der Freiheitsgrade im Scan-Gebiet, sondern auch die dafür nötigen Hologramm-Parameter (siehe /Loh 66/). Wenn wir also in jedem Moment eine von N^2 (lateralen) Positionen anwählen wollen, müssen wir dafür immer N^2 Hologramm-"Zellen" bereitstellen, im Prinzip /Ger 77, Ger 78/. Zumindest muß die zwischen Scan-Hologramm und Scan-Gebiet evtl. vorhandene Optik diese Kapazität haben. N^2 Zellen für jede von N^2 Positionen, also N^4 Zellen insgesamt, wäre aber sehr aufwendig und unpraktisch.

Ein Zahlenbeispiel soll das verdeutlichen: Nehmen wir jeweils ein Hologramm von 1 mm^2 , um es direkt mit einem Laserstrahl zu beleuchten und ein Gebiet mit 100^2 (lateralen) Positionen zu adressieren. Eine Hologramm-Zelle hat dann $10 \text{ }\mu\text{m}$ Kantenlänge, ein vernünftiges Maß für mäßige Beugungswinkel und die Anwendbarkeit der skalaren Beugungstheorie. Für alle

Positionen brauchen wir aber 100^2 Hologramme, also ein Hologramm-Band von 10 m Länge! Das wird unhandlich und erlaubt auch keine allzu hohen Scan-Geschwindigkeiten. Außerdem ist dieser Aufwand für's Scannen unsinnig hoch, weil man ja keinen allgemeinen holografischen Film will, sondern eine spezielle Aufgabe mit weniger als N^4 Freiheitsgraden erfüllen soll.

Auch ein anderes Argument kann das N^2 -Zellen-pro-Scan-Pixel-Dilemma verdeutlichen. Ein normales optisches System (ohne aktive oder nicht-lineare Komponenten) ist ein lineares System und läßt sich deshalb mit einer System-Matrix $\underline{\underline{S}}$ beschreiben, die jeden Eingangsvektor $\underline{E}$ in den entsprechenden Ausgangsvektor $\underline{A}$ überführt: $\underline{A} = \underline{\underline{S}} \cdot \underline{E}$. (II.12)

Dabei sind die Vektoren $\underline{E}$ und $\underline{A}$ i.a. die in diese Form umgeordneten, jeweils N^2 Pixel enthaltenden Eingangs- und Ausgangsebenen des optischen Systems. Wenn wir N^2 verschiedene unabhängige Ausgangsvektoren haben wollen, bei denen z.B. nur jeweils ein Scan-Pixel besetzt ist, so können wir sie zur Matrix $\underline{\underline{A}}$ zusammenfassen. Bilden wir analog mit den zugehörigen Eingangsvektoren die Matrix $\underline{\underline{E}}$ so läßt sich das gesamte Systemverhalten wiedergeben als

$$\underline{\underline{A}} = \underline{\underline{S}} \cdot \underline{\underline{E}}, \quad (\text{II.13})$$

wobei wegen der linearen Unabhängigkeit der Ausgangsvektoren $\det(\underline{\underline{A}}) \neq 0$ sein muß. Wegen der allgemeinen Gesetzmäßigkeit $\det(\underline{\underline{A}}) = \det(\underline{\underline{S}}) \cdot \det(\underline{\underline{E}})$ (II.14) muß folglich sowohl $\det(\underline{\underline{S}}) \neq 0$ sein als auch $\det(\underline{\underline{E}})$. Wir brauchen also insbesondere N^2 linear unabhängige Eingangsvektoren, was gezeigt werden sollte.

Und das gilt nicht nur für eine Faltung als System-Operation, sondern auch für kompliziertere ortsvariante Operationen, als auch für einfache Fourier-Transformation oder Multiplikation zweier Ebenen. Alles dies läßt sich in Matrizen (wie oben) ausdrücken. Auch für eindimensionale Systeme (mit Ein- und Ausgangsvektoren der Länge N) gilt obige Aussage. Und sogar für mehrere Systeme hintereinander, deren Matrizen $\underline{\underline{S}}$ man wieder zur Matrix $\underline{\underline{S}}$ zusammenfassen kann!

Haben wir also keine Chance, vom holografischen Scanner-Film wegzukommen? Augenscheinlich können wir ihn nur stauchen, wenn er "langwellig" ist, d.h. nur langsame Übergänge zu

neuen "Bildern" beinhaltet. Aber was passiert dann?

Wenn ein Hologramm nur ein Pixel zu adressieren hat, genügt dazu ein reguläres Gitter als Hologramm. Ein solches Gitter macht einen beugungsbegrenzten Scan-Fleck, ein Pixel groß. Wenn wir beim gestauchten Film innerhalb der beleuchteten Apertur gleichzeitig mehrere Pixel adressieren sollen, kann das u.U. gutgehen, muß aber nicht. Wir müssen also mit Aberrationen rechnen! Trotzdem muß es unser Nahziel bleiben, das Scan-Hologramm pro Pixel nur um eine statt N Zellen weiterschieben zu müssen, d.h. insgesamt nur N^3 statt N^4 Zellen zu benötigen (siehe Bild II.3).

Untersuchen wir also im folgenden Kapitel, mit welchen Systemen oder Konzepten und unter welchen Randbedingungen wir unser Ziel (oder sogar mehr?) erreichen können, und zu welchem Preis.

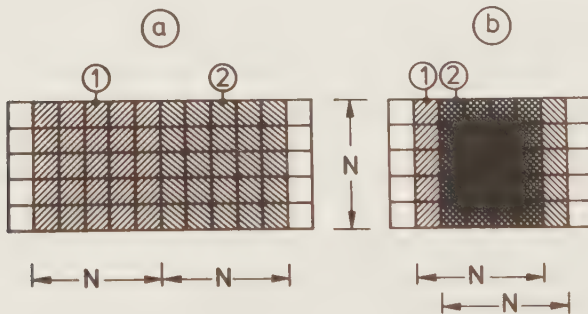


Bild II.3: Hologramm-Zellen-Anzahl pro Scan-Pixel. a) N^2 Zellen/Pixel durch Verschiebung um je N Zellen; b) N Zellen/Pixel wegen Verschiebung um je eine Zellenspalte nur.

III. HOLOSCANNER-KONZEPTE UND -SYSTEME

Wir haben schon ganz am Anfang dieser Arbeit drei Einzelhologramm-Scanner vorgestellt. Wir werden jetzt darauf näher eingehen, sie theoretisch analysieren, und dabei auch bisher unerwartete HS-Eigenschaften entdecken. Diese Einsichten führen uns später zu neuen Konzepten und interessanten Anwendungen.

III.1. Einzelhologramm-Scanner

Wenn man holografisch Licht ablenken will, muß man den Betrag und/oder die Richtung der Ortsfrequenzen im Scan-Hologramm ändern. Wenn wir als Hologramm ein reguläres Gitter hernehmen, so bestimmt die Größe der Gitterfrequenz den Abstand bzw. den Polarwinkel des Scan-Flecks zum Ursprung, und die Richtung des Gittervektors die azimuthale Lage. Der Gittervektor gibt uns also direkt die Polarkoordinaten des Scan-Flecks.

Die reine Verschiebung eines regulären Gitters (ohne Vignettierung) ermöglicht daher keinen Scan, bedeutet aber drei Freiheitsgrade der Unempfindlichkeit gegenüber Vibrationen in (x,y,z) . Ebenso ist es bei der Drehung eines regulären Transmissionsgitters um eine im Gitter und senkrecht zu den Gitterlinien und zur Einfallrichtung liegende Achse. Dreht man ein reguläres Transmissionsgitter um eine parallel zu den Gitterlinien und senkrecht zum einfallenden Strahl liegende Achse, so ändert sich die Gitterfrequenz nur mit dem Kosinus des Drehwinkels, also für kleine Winkel so wenig, daß man sich bis zu ein Grad bei etwa 1000^2 beleuchteten Hologrammzellen leicht leisten kann (was man schnell nachrechnen kann). Dem ist nicht so bei regulären Reflexionsgittern; die drehen den gebeugten Strahl "voll" mit (s. § II.3). (Bei den beiden genannten Drehungen kann sich der Querschnitt des Gitters senkrecht zum abgelenkten Strahl ändern, und zwar auch ohne Vignettierung, und damit dann auch die jeweilige Scan Auflösung, allerdings auch nur nach der "Kosinus-Regel"). Bei regulären Transmissionsgittern bleibt somit von den 6 Freiheitsgraden der Bewegung eines starren Körpers nur einer zum Scannen übrig, nämlich Drehung um die Strahlachse. --- Reguläre Reflexionsgitter haben den genannten Scan-Freiheitsgrad mehr.

Der voranstehende Absatz gilt im übertragenen Sinne auch für allgemeine dünne Hologramme, die man sich ja aus regulären Gittern zusammengesetzt denken kann: Solange ein dünnes Hologramm voll im homogenen Strahl bleibt, ändert sich bei Translation nichts an Ablenkungswinkel und Intensität des gebeugten Lichts. Bei Drehung um Achsen senkrecht zum Strahl, gibt es den erwähnten Kosinus-Effekt /Bry 76/ und die genannten Auflösungsänderungen; und es gibt dabei die Sonderrolle der Reflexionshologramme. Mit der Drehung um den Strahl kann man scannen wie bei Gittern, wenn (im Rahmen der skalaren Beugungstheorie) die Beleuchtung in Amplitude und Phase rotationssymmetrisch ist. Ist das nicht der Fall, so ändert sich die Beleuchtung relativ zum Hologramm und damit die Rekonstruktion des Hologramms, was i.a. Aberrationen bedeutet /Cin 67/.

Für beliebige dicke Hologramme ist hinzuzufügen, daß man mit der Einfallswinkeländerung bei Drehung senkrecht zum Strahl die Bragg-Bedingung verletzen kann, wodurch die Beugungseffizienz absinkt. Aber auch hier kann man i.a. ein Grad Abweichung bei einer $(Q=10)$ -Hologrammdicke /Cas 76, Kor 80 S.108/ gut verkraften. Ansonsten gilt für Ablenkungsänderungen dasselbe wie für dünne Hologramme.

Schiebt man aber ein beliebiges Hologramm (kein reguläres Gitter nun) z.T. aus dem Strahl hinaus und einen neuen Teil hinein, so hat man i.a. eine andere Ortsfrequenzverteilung im Strahl, also andere Ablenkungen erreicht.

Im Folgenden werden wir die Drehung eines Hologramms um die Strahlachse und das Schieben eines Hologramms durch den Strahl genauer betrachten.--- Auf die Drehung reflektierender Hologramme senkrecht zum Strahl werden wir nicht eingehen. Diese Technik hat zum einen vieles mit rotierenden Spiegeln gemeinsam und deshalb nicht so bestechende neue Scannereigenschaften wie die beiden anderen Techniken. Zum anderen kennt man sie schon lange in Monochromatoren, wo man sie zur Ablenkung eines Spektrums über einen festen Ausgangsspalt nutzt. Allerdings bieten diese Reflexionshologramme gegenüber einfachen Spiegeln die Möglichkeit der komplizierten Strahlformung zusätzlich zur Ablenkung. Diesen zusätzlichen Freiheitsgrad werden wir aber an anderen Hologrammtypen diskutieren.

III.1.a) Rotierende Gitter

Betrachten wir zunächst nur ein reguläres Gitter anstelle eines beliebigen Hologramms, das Cindrich /Cin 67/ zu nehmen vorschlug.

Läßt man um die Strahl-Achse (oder um eine Achse parallel dazu) ein reguläres Gitter rotieren, so beschreibt die 1. Beugungsordnung einen Kreisbogen, siehe Bild I.1. Der Scan-Fleck ist bei rotationssymmetrischer Beleuchtung immer beugungsbegrenzt groß, d.h. wir haben keine Aberrationen bei der Rekonstruktion des Scan-Hologramms, weil es genauso wie bei seiner Konstruktion verwendet wird! Die Konstruktion kann man sich so vorstellen, daß der Strahl vom Laser und das dazu kohärente Licht eines Punktes des Scan-Pfades (s. Bild I.1) sich überlagern, und so das eine große Scan-Hologramm bilden. Ein dünnes Hologramm kann man ohne Probleme mit der Lichtrichtung wie gewünscht rekonstruieren, ein dickes dagegen wird bei obiger Konstruktion zum Reflexions-Hologramm, und muß vor seiner Verwendung erst umkopiert werden. Die vorgeschlagene Konstruktionsweise hat den Vorteil, daß dann beim Scannen mit rotierendem Hologramm die rotationssymmetrischen Fehler der Optik drum herum kompensiert sind, allerdings durch Gitter-Irregularitäten. Davon wollen wir nun aber absehen und bei regulären Gittern bleiben, welche mit einer homogenen ebenen Welle senkrecht beleuchtet werden.

Nun wollen wir die Scan-Kapazität für diesen Kreisbogen-Scanner ausrechnen:

Hierzu legen wir zuerst unser Koordinatensysteme fest: Wir betrachten die Hologrammebene als Ortsebene mit dem Koordinatentupel (x,y) . Das Licht falle bei $z=0$ senkrecht auf das Hologramm und breite sich in $+z$ -Richtung aus. Es werde von einer Linse (der Brennweite f) im sogenannten $2f$ -Aufbau (s. /Loh 78/ und Bild I.3) in die bei $z = 2f$ liegende (Orts-)Frequenz- oder Fourier- oder Fraunhofer-Ebene "transportiert". In dieser (Scan-)Ebene haben wir die Koordinaten x' und y' , die den parallel verschobenen (x,y) -Koordinaten entsprechen. Kleine x' - und y' -Werte hängen linear mit den Ortsfrequenzkoordinaten ν und μ zusammen:

$$\nu = x' / \lambda f, \quad \mu = y' / \lambda f. \quad (III.1)$$

Im allgemeinen ist der Zusammenhang aber nichtlinear:

$$\nu = \sin(\text{atg}(x'/f))/\lambda, \quad \mu = \sin(\text{atg}(y'/f))/\lambda. \quad (\text{III.2})$$

Diese Nomenklatur wollen wir auch später beibehalten, jedoch nicht immer den 2f-Aufbau, der jedoch am Anfang ein gutes didaktisches Hilfsmittel ist.

Wenn das Scan-Hologramm quadratisch ist und Kantenlänge W hat, so beträgt die Auflösung in der Scan-Ebene

$$\delta\nu = \delta\vartheta/\lambda = 1/W \quad (\text{III.3})$$

(vgl. /Loh 78, Loh 66/), und der Radius des Scan-Kreisbogens

$$\rho = \vartheta/\lambda = 1/g \quad (\text{III.4})$$

wenn g die Gitterperiode ist. Auf dem von der +1. Ordnung nutzbaren Halbkreis haben wir somit (etwa)

$$N_S = \pi\rho/\delta\nu = \pi W/g \quad (\text{III.5})$$

auflösbare Scan-Pixel, also im wesentlichen so viel wie Gitterstriche. N_S nennen wir Scan-Kapazität. Sie ist unabhängig von der Wellenlänge und von der absoluten Größe des Hologramms! Bei einem nicht-begrenzten gaußförmigen Strahl mit $1/e^2$ -Intensitätsbreite W hätten wir

$$\delta\nu = 2/(\pi W) \text{ und } N_S = (\pi^2/2)W/g \quad (\text{III.6})$$

erhalten.

N_S ist mit der Hologrammzellenanzahl N_H zu vergleichen, die sich daraus ergibt, daß man pro Gitterperiode zweimal abtasten muß (s. unten). Aus Hologrammfläche W^2 und Zellenfläche $(g/2)^2$ ergibt sich dann

$$N_H = W^2/(g/2)^2 = 4W^2/g^2 \quad (\text{III.7})$$

und die Zellenanzahl pro Scan-Pixel ist damit

$$R_S = N_H/N_S = (4/\pi) \cdot W/g \quad (\text{III.8})$$

was man die Scan-(Kapazitäts-)Redundanz nennen könnte, weil man naiv nur eine Zelle pro Pixel "spendieren" möchte (siehe unten). (Eigentlich müßte man von $R_S - 1$ als Redundanz reden; aber seien wir hier nicht kleinlicher als nötig.) R_S entspricht in etwa der Anzahl der Gitterstriche. Wenn wir die volle Hologrammdrehung ausnutzen, also +1. und -1. Ordnung in

der oberen Halbebene scannen lassen, dann haben wir $2N_S$ statt N_S und $R_S/2$ statt R_S ; und der Scan hat keine zeitlichen Lücken, was für viele Anwendungen wichtig ist. Man spricht dann von 100 % (statt 50 %) Zeitausnutzung oder "duty cycle".

Als nächstes wollen wir die realisierbare Leistungsfähigkeit dieses HS-Typs untersuchen. Bei $W = 4$ mm und $g = 1$ μ m wird lt. Gleichung III.5 N_S etwa 10000. Vergleichen wir das mit den 500 bis 1000 Punkten bei akusto-optischen Ablenkern, so erkennen wir die große Scan-Kapazität dieses HS-Typs. Wir können aber auch eine hohe Scan-Pixel-Rate f_S erzielen, womit die (momentane) reziproke Zeit pro Pixel gemeint ist. Sie ist in unserem Fall durch die maximale Drehzahl f_0 bedingt. Diese ergibt sich aus der maximalen Umfangsgeschwindigkeit v_0 beim Radius R gemäß

$$f_0 = v_0 / (2\pi R), \quad (III.9)$$

wobei v_0 durch die höchstzulässigen Spannungen im Material festgelegt ist. Bei rostfreiem Stahl beträgt v_0 (je nach Sicherheitskriterium) etwa 600 m/s für eine Scheibe ohne Loch (s. /Mar 80/ S. 223). Damit ergibt sich für $R = 2$ mm ($=W/2$) eine maximale Drehzahl f_0 von ca. 50 kHz.

Bei so hohen Drehzahlen hängt man das (Reflexions-)Hologramm auf einer dünnen Stahlscheibe besser im Vakuum hinter einem Glasfenster auf, und zwar reibungslos (d.h. auch ohne die Selbsterwärmung durch Reibung) durch elektromagnetische Felder, die auch die Drehung veranlassen. Das erscheint mir jedenfalls gegenüber den bei massiven Polygonspiegel-Scannern verwendeten Gas- oder Flüssigkeits-Lagern mit ihren Hilfsaggregaten die einfachere Lösung zu sein. Die Steifheit des Lagers gegenüber einer Versetzung der Drehachse ist bei unserem HS unkritisch, wie oben festgestellt wurde; allerdings muß man das Präzidieren des Scheiben-Kreisels verhindern. Diese Überlegung ist nicht nur aus Scan-Genauigkeitsgründen nötig, sondern auch aus Sicherheitsgründen, weil ja größere mechanische Erschütterungen nie völlig auszuschließen sind. Aber selbst ein plötzliches Anstreifen der Scheibe kann wenig Schaden anrichten, weil die kinetische Rotationsenergie einer solchen Stahlscheibe von 0,5 mm Dicke nur etwa 4 J beträgt. (Das ergibt sich aus $W_{rot} = (1/2) J (2\pi f_0)^2 = (1/2) (mR^2/2) (v_0/R)^2 = mv_0^2/4 = (g h R^2 \pi) v_0^2/4$ mit Dicke $h = 0,5$ mm und

Dichte $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$). Verformungen der Stahlscheibe bei einer bestimmten hohen Drehzahl kann man bei der Konstruktion des Hologramms vorkompensieren.

Bei der maximalen Drehzahl f_0 erzielt man unter Ausnutzung der +1. und -1. Ordnung die konstante Scan-Rate

$$f_s = 2 N_s \cdot f_0 = 2 N_s v_0 / (2\pi R), \quad (\text{III.10})$$

also etwa 1 GHz (!) bei unseren Annahmen. Das ist zu vergleichen mit der maximalen Pixelrate von akusto-optischen Ablenkern, die z.Z. bei etwa 25 MHz liegt, wenn man N_s auf 100 Pixel reduziert /Red 80/, normalerweise aber bei 0,1 bis 1 MHz /Kor 80, S.127/, während manche Anwendungen 200 MHz und mehr erfordern /Red 80/, wo auch Polygonspiegel-Scanner schon ihre Grenzen finden /Bei 73, Bei 74/.

Warum gibt es also diesen HS noch nicht? (Meines Wissens wurde er nie eingesetzt.) Ich kann mir dafür folgende Gründe denken:

- Cindrich hat weder die Scan-Kapazität analysiert, noch einen Realisierungsvorschlag gemacht, der die Scan-Rate abzuschätzen gestattet. Er hat also die Leser seines Artikels evtl. nicht genügend motiviert, seinen Vorschlag in die Tat umzusetzen.
- Die traditionellen Scanner-Experten waren wohl zu sehr durch die Ähnlichkeit zu Polygonspiegel-Ablenkern befangen und haben evtl. deshalb die HS als mechanisch träge Systeme klassifiziert (s. /Bei 74/). Diese Sicht kann ich nicht ganz teilen (vgl. § IV.3).
- Ein Hauptgrund dürfte aber die unpraktische Halbkreisform des Scan-Pfades und der Wunsch nach großer Scan-Apertur gewesen sein. Darauf werde ich gleich eingehen.

Vorher wollen wir uns aber noch fragen, warum es (meines Wissens) keinen Prismen- oder Spiegel-Ablenker gleicher Leistungsfähigkeit gibt. Ein geeigneter rotierender Spiegel würde dasselbe können wie unser HS, allerdings hat der Spiegel eine kaum zu beseitigende Unwucht, welche sehr hohe Drehzahlen verbietet. Ein Ausweg wäre es, die Unwucht durch Aufkleben von Glas (z.B.) gleicher Dichte zu beseitigen. Zwei verschiedene Materialien sind allerdings problematisch, und Glas ist nicht so reißfest wie Stahl /Mar 80, S.223/. Deshalb ist auch die Lösung, gleich einen planparallelen Glas-"Keil" mit in 1D variierendem Brechungsindex aber homogener Dichte zu nehmen, zwar besser, aber auch nicht so schnell wie unser HS. Wenn wir

stattdessen zwei (oder mehr) symmetrisch angeordnete Spiegel nehmen, so haben wir zwar keine Unwucht mehr, dafür sinkt aber die Fläche pro Spiegel (bei alter Scheibengröße) und damit die Auflösung und die Scanrate. Außerdem erlaubt die Massenverteilung der Spiegel nur niedrigere Drehzahlen, was die Scanrate weiter reduziert.

Kommen wir nun zu Scan-Pfad-Form und Scan-Äperture-Größe. Ein Kreisbogen als Scan-Pfad wird fast nie gebraucht. Außerdem sind zwei Kreisbogen-Scanner (z.B. einer zum Aufschreiben, ein anderer zum Wiedergeben) in der Praxis schlechter aneinander anzupassen als zwei Linien-Scanner.

Gesucht ist also die einfache gerade Linie als Scan-Pfad!

Es gibt zwei Wege, diese mit unserem HS annähernd zu erzeugen, ohne ein völlig anderes HS-Konzept anzuwenden. Beide laufen letzten Endes darauf hinaus, nur einen Bruchteil des Kreisbogens als Approximation einer geraden Linie zu verwenden. --- Auf dem einen Weg versucht man in der Ebene des Kreisbogens (senkrecht zur Scanner-Achse) die gerade Linie zu erzeugen. Cindrich /Cin 67/ hat hierzu erwähnt (aber nicht durchgerechnet), daß man es z.B. mit schiefer Beleuchtung unter Einführung von Aberrationen und Geschwindigkeitsänderungen für kurze Scan-Pfade erreichen könnte, wobei Sektoren der Scheibe solche kurze Pfade versetzt wiederholen könnten. Diese Lösung ist aber von vorneherein unbefriedigender als der andere Weg, den vor allem Beiser /Bei 73/ verfolgte.--- Der andere Weg geht von der Erkenntnis aus, daß unser HS schon eine gerade Linie auf dem Mantel eines Zylinders um die Scanner-Achse erzeugt. Ein Film, der diesen Zylinder halb umschließt und sich in Achsenrichtung bewegt, würde im Rasterscan belichtet werden. Aber der Filmtransport ist mechanisch nicht ganz einfach. Einfacher ist es z.B. nur einen 30°-Ausschnitt (also nur 1/6) des Scan-Pfads zu benutzen, entweder direkt mittels gekrümmtem Film oder durch Abbildung auf einen ebenen Film unter Ausnutzung der Schärfentiefe und zu Lasten der Konstanz der Scan-Geschwindigkeit, wenn man nicht weitere Tricks anwendet. In beiden Fällen wünscht man sich aber erstens oft mehr als 10 000/6 oder ca. 1700 Pixel, und zweitens keine großen zeitlichen Lücken. Letzteres erreicht man durch die Aufteilung der Scheibe in 30°-Sektoren (s.

Bild III.1), welche jeweils ein um 30° weiter verdrehtes Gitter enthalten, und durch eine sogenannte "Überausleuchtung" dieser Sektoren. D.h. man bestrahlt immer die Fläche von 2 Sektoren, so daß der folgende schon voll im Strahl ist, wenn ihn der vorherige verläßt. Das vergeudet zwar 50 % Lichtleistung, bringt aber 100 % "duty-cycle". Kleine Sektoren bedeuten aber schlechtere Auflösung. Also muß man die HS-Scheibe vergrößern, was wiederum die maximale Drehzahl reduziert, aber die Scan-Rate nicht beeinflußt.

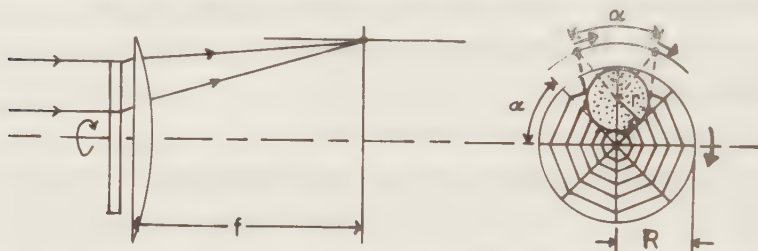


Bild III.1: Rotierende Gitter in den Sektoren einer Scheibe machen kurze Kreisbögen als Scan-Pfad (didaktischer Aufbau).

Diesen Zusammenhang wollen wir nun in Formeln fassen: Wir gehen aus von n (> 4) Sektoren auf der Scheibe, die jeweils den Sektorwinkel

$$\alpha = 2\pi/n \quad (\text{III.11})$$

bilden. Wir beleuchten z.B. den größten Kreis, der in 2 benachbarte Sektoren eingeschrieben werden kann. Sein Radius r (s. Bild III.1) ergibt sich aus

$$\sin \alpha = r/(R-r) \quad \text{zu} \quad r = R \sin \alpha / (1 + \sin \alpha) \quad (\text{III.12})$$

Für einen Sektor ergibt sich damit als Auflösung (etwa)

$$\delta v = 1/W \quad \text{mit } W = r \quad (\text{III.13})$$

und als Scan-Kapazität folglich

$$N_s = (2\pi/n) \cdot W/g = (2\pi/n) \cdot (R/g) \cdot \sin \alpha / (1 + \sin \alpha). \quad (\text{III.14})$$

Bei der maximalen Drehzahl $f_0 = v_0/(2\pi R)$ (s. oben) haben wir dann die Scan-Rate

$$f_s = N_s \cdot n \cdot f_0 = (v_0/g) \cdot \sin \alpha / (1 + \sin \alpha), \quad (\text{III.15})$$

welche über α von n abhängt, aber nicht von R (wie oben vorausgreifend ausgesagt wurde), und mit steigendem n absinkt. Mittels f_s läßt sich nun N_s neu ausdrücken:

$$N_s = (2\pi/n) \cdot R f_s / v_0. \quad (\text{III.16})$$

Diese Gleichung zeigt, daß bei gegebener Scanrate f_s und Sektorzahl n sich die Scan-Kapazität N_s nur durch Vergrößern des Scheibenradius R erhöhen läßt. Das macht das System aber massiver und erfordert eine stabilere Lagerung wegen der erhöhten kinetischen Rotationsenergie.

Mit den oben verwendeten Beispielzahlen erhalten wir bei $n=6$ 60°-Sektoren eine Scanrate f_s von knapp 300 MHz bei $N_s = 970$ Pixel pro 60°-Kreisbogen; und bei $n=12$ 30°-Sektoren ergibt sich $f_s = 200$ MHz und $N_s = 350$. Diese Zahlen zeigen, daß die Scanrate noch hohen Ansprüchen genügt, jedoch nicht die Scankapazität, die man in manchen Anwendungen (s. /Bei 73/) gerne 10 bis 50 mal höher hätte. Dazu muß man den Scheibenradius R um denselben Faktor vergrößern, was eine proportional zu R^2 erhöhte Rotationsenergie bedeutet, also ein zunehmendes Sicherheitsrisiko.

Bisher hatten wir ungefähr quadratische Gitter in den äußeren Sektorteilen angenommen, um gleiche Auflösung längs und quer zum Scan-Pfad zu haben. Wenn wir statt dessen schmale, etwa rechteckige Gitter mit radial orientierten Linien nehmen, erreichen wir eine erhöhte Auflösung längs (!) des Pfads durch W fast gleich R . Dadurch entfällt der $\sin\alpha/(1+\sin\alpha)$ -Faktor in Gleichung III.14 und III.15, und wir erhalten erhöhte Scan-Kapazität und Scan-Rate, und zwar $N_s=2100$ (pro 60°-Kreisbogen) für $n=6$ und $N_s=1050$ (pro 30°-Kreisbogen) für $n=12$, und $f_s=600$ MHz unabhängig von n (!). Die mit n reduzierte Querauflösung läßt sich mit einer dem Scan-Pfad fast anliegenden (z. B. holografischen) Zylinderlinse wieder erhöhen.

Nachdem der Abschnitt III.1.a bis hierher viele logische Unterabschnitte hatte, ist jetzt ein kurzer Rückblick angebracht, um das weitere Vorgehen einzuordnen. Wir hatten bisher reguläre Gitter rotieren lassen, noch kein beliebiges Hologramm. Zuerst war von einem einzigen Gitter auf einer ganzen Scheibe die Rede, später von einem Gitter in jedem Sektor der Scheibe. Die Gitter waren dabei so wie die Sektoren gegeneinander verdreht. Die Fläche von zwei Sektoren

wurde immer gleichzeitig ausgeleuchtet, um mit 100 % Zeitausnutzung zu scannen. Von diesen Scannern wurden Scan-Kapazität und Scan-Rate analysiert, die realisierbare Leistungsfähigkeit untersucht, und die Ergebnisse mit akusto-optischen (AO) und Polygonspiegel(PS)-Ablenkern verglichen. Dabei zeigte sich die Überlegenheit des Gitter-Scanners. Ein PS-System kann bei gleicher Kapazität nicht so schnell rotieren, scannt also langsamer. Ein AO-Ablenker kann wegen Materialproblemen in beiden Punkten nicht mithalten.--- Im Rest dieses Abschnitts III.1.a wollen wir unseren HS noch einmal auf tieferer Ebene mit dem AO-Ablenker vergleichen. Anschließend überlegen wir uns Effekte der Breite des einfallenden Strahls relativ zur Sektorbreite, diskutieren andere Geometrien als die Scan-Scheibe und am Schluß Scan-Multiplexing-Verfahren.

Warum sind AO-Ablenker langsamer als unser HS, nachdem die verwendeten Ultraschallgeschwindigkeiten etwa einen Faktor 10 höher liegen, als die maximal zulässige HS-Umfangsgeschwindigkeit v_o ? Beim HS bestimmt das Verhältnis v_o/g die Scan-Rate f_s , s. Glchg. III.15. Das ergibt sich auch aus den Beziehungen III.5 und III.10, wenn man z.B. $W = 2R$ setzt. Unser HS muß sich also am Scheibenrand nur um etwa eine Gitterperiode weiterbewegen, um den nächsten Punkt zu adressieren. Unsere in Bild II.3 verdeutlichte Hoffnung, das Scan-Hologramm für den nächsten Punkt nur um eine Zelle transportieren zu müssen, hat sich bei unserem HS also erfüllt. Mit einem v_o von etwa 600 m/s und einem g von der Größenordnung der Lichtwellenlänge, also etwa 1 μm , erreicht unser HS eine Scan-Rate von etwa 1 GHz. Beim AO-Ablenker ist die sequentielle (!) Scan-Rate, wenn man also mit einem "Chirp"-Signal ansteuert, auch durch die reziproke Zeit gegeben, in der die Schallwelle um eine Schallwellenlänge fortschreitet, also durch die Schallfrequenz. (Das werden wir in Abschnitt III.1.d noch zeigen.) Die verwendbaren Schallfrequenzen liegen aber nur bei 50 bis 200 MHz, aus Materialgründen /Kor 80/.

Nun wollen wir Scan-Kapazität und Scan-Rate in Abhängigkeit vom Verhältnis Strahlbreite B zu Hologramm-Sektor-Breite W untersuchen und auch auf die Strahlenergieausnutzung ein-

gehen. Wir definieren also den Ausleuchtungsgrad

$$k := B/W \quad (\text{III.17})$$

Im Fall der Sektor-"Überausleuchtung" hatten wir früher $k=2$. Zunächst betrachten wir den Bereich $0 < k < 1$, d.h. der abzulenkende Strahl ist nicht so breit wie ein Hologramm-Sektor ("Unterausleuchtung"). Während der Strahl die Sektorkante passiert, betrachten wir ihn als unbrauchbar, da durch den verkleinerten Querschnitt mit den benachbarten Hologrammen jeweils verbreiterte Scan-Punkte erzeugt werden. Das ist für den Bruchteil k des Strahlweges übers Hologramm der Fall, und bei linearer Bewegung auch für den Bruchteil k der Zeit. Nutzbar ist also nur der Bruchteil $1-k$, den man folglich Scan(-Zeit)-Nutzungsgrad (SNG) oder "duty cycle" nennt und meist in % angibt. Beim Fernsehrasterscan beträgt der SNG für eine Zeile 81 % und daher die Austastlücke oder das Rücksprungintervall 19 %, was der Größe k entspricht. Mit Strahlbreite $B = kW$ statt W haben wir nur die Auflösung

$$\delta\theta_k = \lambda/(kW) = \delta\theta/k \quad (\text{III.18})$$

und nur den Ablenkungsbereich

$$\Delta\theta_k = (1-k)\pi\lambda/g = (1-k) \cdot \Delta\theta, \quad (\text{III.19})$$

weil θ linear mit dem Weg des Strahls übers Hologramm zusammenhängt. Damit erhalten wir die Scan-Kapazität

$$N_s(k) = \Delta\theta_k / \delta\theta_k = (1-k) \cdot k \cdot N_s, \quad (\text{III.20})$$

wobei $N_s = \Delta\theta / \delta\theta$ die früher abgeleitete maximale Kapazität war (s. Glchg. III.5). Bild III.2 zeigt den parabolischen Verlauf von $(1-k) \cdot k$ für $0 < k < 1$. Man sieht daraus, daß $N_s(k)$ maximal $N_s/4$ wird für $k = 1/2$. (Das Scan-Kapazitäts-Ausnutzungs-Verhältnis $N_s(k)/N_s = (1-k)k$ sollte nicht mit dem SNG $1-k$ verwechselt werden.) Die mittlere Scan-Rate $f_s(k)$ wird genauso reduziert wie die Scan-Kapazität, wenn die Zeit pro Sektor die alte bleibt:

$$f_s(k) = (1-k)k \cdot f_s. \quad (\text{III.21})$$

$f_s(k)$ ist also ebenfalls maximal $f_s/4$ für $k = 1/2$. Die momentane Scan-Rate ist aber 0 im Weg- bzw. Zeit-Bruchteil k und entsprechend höher, nämlich $f_s(k)/(1-k)$, also $k \cdot f_s$, während des "duty cycle" $1-k$.

Als Strahl-Energie-Nutzungsgrad ENG definieren wir:

$$\text{ENG} = \frac{(\text{genutzte Leistung}) \cdot (\text{Nutzungszeit})}{(\text{Gesamtleistung}) \cdot (\text{Gesamtzeit})} \quad (\text{III.22})$$

Für den Bereich $0 < k < 1$ wird

$$\text{ENG} = 1 - k, \quad (\text{III.23})$$

weil wir die gesamte Strahlleistung nur während des Zeit-Bruchteils $1 - k$ nutzen (s. Bild III.2).

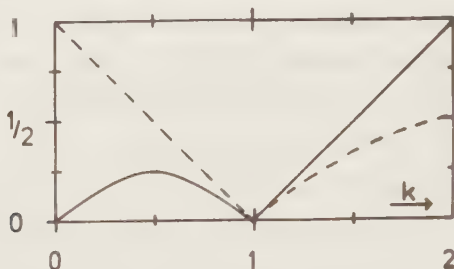


Bild III.2: Scan-Kapazitäts-Ausnutzungs-Verhältnis (durchgezogene Linie) und Energie-Ausnutzungsverhältnis (gestrichelt) in Abhängigkeit vom Ausleuchtungsgrad k .

Im Überausbeleuchtungsbereich $1 < k < 2$ nutzen wir nur den $1/k$ -ten Teil der Gesamtbreite B , und damit auch der Gesamtleistung (bei linearem Zusammenhang), für den jeweils scannenden Sektor aus; aber das nur solange der Sektor im Strahl bleibt, also für den Zeit-(bzw. Weg-) Anteil $k-1$. Folglich ist für $1 < k < 2$:

$$\text{ENG} = (k-1)/k, \quad (\text{III.24})$$

Der nutzbare Ablenkungsbereich ist dort

$$\Delta\theta_k = (k-1) \cdot \Delta\theta, \quad (\text{III.25})$$

und liefert mit der alten Auflösung $\int \theta_k = \theta$ die Kapazität

$$N_s(k) = (k-1) N_s, \quad (\text{III.26})$$

s. Bild III.2. Analog ist die mittlere Scan-Rate für $1 < k < 2$ gegeben durch

$$f_s(k) = (k-1) \cdot f_s, \quad (\text{III.27})$$

welche im "duty cycle"-Zeitanteil $k-1$ sogar f_s beträgt.

In praktischen Fällen wird wohl der Ausleuchtungsgrad $k=2$ wegen 100 % "duty cycle" (SNG) und nur 50 % Energieverlust oft anwendbar sein. Für kleines k (0,1 z.B.) spricht ebenfalls hoher SNG und besserer ENG. Außerdem kann ein geringer Strahlquerschnitt praktischen Nutzen

haben, obwohl er die Scan-Kapazität deutlich senkt (auf 0,09 bei $k = 0,1$). Ein weiterer Grund, der für kleinen Ausleuchtungsgrad k spricht, wird bei der Behandlung rotierender Fresnel-Zonen-Platten (FZP) klar werden (s. Abschnitt III.1.b).

Bisher hatten wir von einer Scan-Scheibe gesprochen. Andere Geometrien wären wünschenswert, um den abgelenkten Strahl senkrecht auf die abgetastete Zylinderfläche fallen zu lassen, und um die dem Scan-Punkt zugewandte Scan-Apertur zu vergrößern. Letzteres verbessert die Auflösung quer zur Scan-Linie. Ersteres ermöglicht es, auf einfachere Weise den Scan-Pfad zu ebnen /Ih 77/. Geneigte ebene(!) Flächen sind als Lösung uninteressant, weil wir damit die Probleme der Polygonspiegel-Scanner hätten. Kugelige oder konische Formen des HSs, oder andere rotationssymmetrische glatte Oberflächen, machen ihn aber massiver, erfordern eine stabilere Lagerung und verteilen die Massen ungünstiger, was schnelle Rotation betrifft. Man gewinnt außerdem nicht sehr viel an Querauflösung, und kann dünne Reflexionshologramme i.a. nicht verwenden, weil für aberrationsfreie Rekonstruktion nach üblicher Konstruktion (s. S. III.3) die Referenzwelle senkrecht zur Hologrammoberfläche einfallen muß /Ih 77/. (Im allgemeinen müssen Referenz- und Rekonstruktionswelle Spiegelbilder sein, um die Objektwelle exakt rückwärts zu reproduzieren /Bei 73/.) Dünne Reflexionshologramme hätten aber in der Form von Oberflächenreliefs den Vorteil der hohen Beugungseffizienz, der leichten Kopierbarkeit, und der Freiheit von störenden Volumen-Absorptions- und -Phasen-Effekten, was für bestimmte Wellenlängen (im IR oder UV z.B.) wesentlich ist. Zusätzliche Probleme gibt es bei unebenen Oberflächen, wenn man mit anderer Wellenlänge als bei der Konstruktion arbeiten will. Wir werden im Abschnitt III.1.b auf spezielle Lösungen dieser Probleme zurückkommen.--- Mit der Frage der Geometrie hängt auch das Problem der Scan-Pfad-Orientierung relativ zum Scanner zusammen. Dieses Problem läßt sich aber durch geschickte Spiegelungen immer lösen /Mar 80/.

Bleiben wir also noch bei der ebenen HS-Scheibe mit regulären Gittern, und fragen wir nach ihrer Verwendbarkeit bei verschiedenen Lichtwellenlängen. Klar ist, daß wir das gleiche Gitter bei anderer Wellenlänge (WL) konstruieren können als die, welche bei der Rekonstruktion

benutzt wird. Die Beschränkungen der dabei benutzten WLn und Winkel, die auch vom Aufzeichnungsmaterial abhängen, findet man z.B. in /Col 71/. Interessanter ist die Frage, ob wir gleichzeitig mit verschiedenen WLn scannen können ("Lambda-Multiplexing"), denn das würde die Informationsübertragung mit einem Ablenker vervielfachen können. Die Antwort ist: Es geht. Wenn wir einen Strahl mit vielen WLn so wie bisher auf unseren HS fallen lassen, dann zieht er mit jeder Farbe einen anderen Kreisbogen mit der gleichen Scan-Kapazität und Scan-Rate (s. Gleichungen III.5, III.10). Dieser Fall ist für die unfarbige Informationsaufzeichnung interessant, und bietet die Möglichkeit für einen Raster-Scan, wenn wir die verschiedenen Quellen nicht gleichzeitig sondern nacheinander benutzen ("Zeit-Multiplexing"). Für die Darstellung und Abtastung farbiger Information möchte man aber keinen (breiten) Regenbogen scannen, sondern einen "weißen" Punkt, wobei "weiß" oft nur 3-farbig bedeutet, und hier im Sinne von mehreren verschiedenen WLn einer Oktave verstanden werden soll. Das ist nicht so einfach, aber auch lösbar. Eine Möglichkeit besteht darin, den einen (breiten) "weißen" Strahl auf überlagerte Gitter fallen zu lassen, die so gewählt sind, daß jedes "seine" Licht-WL um den gewünschten Winkel ablenkt ($\lambda_i/g_i = \lambda_j/g_j$, s. Gleichg. III.4). Dadurch werden von jedem Gitter die "falschen" WLn in andere Richtungen gelenkt, wo sie ausgeblendet werden. Der Nachteil dieser Methode ist Lichtverlust durch Beugung am falschen Gitter und durch die i.a. schlechtere Ausnutzung der Dynamik des Aufzeichnungsmaterials. Außerdem hat man bei gleichem Strahlquerschnitt für alle Farben für jede Farbe eine andere Auflösung. Das läßt sich aber durch geeignete Wahl der Strahlbreite für jede Farbe korrigieren, und zwar auf die schlechteste Auflösung hin ($W_i/\lambda_i = W_j/\lambda_j$, s. Gleichg. III.3, III.4, III.5). Eine andere Möglichkeit, einen "weißen" Punkt zu scannen, ist es, verschiedene einfarbige Strahlen gleichzeitig auf (in radialer Richtung) nebeneinanderliegende Gitter fallen zu lassen, die alle in dieselbe Richtung beugen. Das bringt zwar gute Lichtausbeute und reduziert Ausblendprobleme, kostet aber Auflösung bei gleicher Gesamtfläche der Gitter wie vorher. Abhilfe schafft die Vergrößerung des HSs, wobei sich die Scan-Rate bei Beibehaltung der Umfangsgeschwindigkeit nicht ändert (s. Gleichg. III.15). Zweckmäßigerweise legt man die Teilgitter für steigende WL wegen steigender Größe bei gleicher Auflösung in den Sektoren der HS-Scheibe weiter nach außen. Eine dritte Möglichkeit für einen "weißen" Scan-Pfad benutzt nur ein einziges Gitter für alle Farben, und

kompensiert die Dispersion durch das Scan-Gitter entweder vorher oder nachher, oder evtl. auch auf beiden Wegen. Bei AO- Ablenkern hat man es für Farbfernsehzwecke mit zusätzlichen Prismen zufriedenstellend geschafft/Wat 70/. Bei unserem HS müßte die "Kompensations-Mimik" (je nach Dispersionstoleranzmaß) aber mitrotieren, was sehr unpraktisch wäre, selbst wenn man Gitter statt Prismen nimmt. Oder man nimmt ein konisches "Prisma" (Axikon) zu Hilfe und toleriert dessen (monochromatische) Aberrationen. Eine einfachere Lösung sehe ich aber darin, die WL-Kompensation durch ein festes holographisch-optisches Element (HOE) im abgelenkten Strahl durchzuführen. (Mit derselben Methode kann man übrigens auch den Kreisbogen begradigen, was meines Wissens noch niemand versucht hat. Ich gehe noch darauf ein.)

Verwandt zur Frage der WL-multiplexen Nutzung eines HSs ist der Wunsch, mit mehreren unabhängigen Lichtquellen gleicher Wellenlänge simultan verschiedene Scans zu machen, z.B. um die Datenrate durch Aufzeichnen von Information auf parallelen Spuren zu erhöhen. Das kann man durch verschiedene Gitter nebeneinander erreichen, pro Lichtquelle ein anderes; das entspricht der Möglichkeit 2 des Weißlichtscans, und erfordert zur Egalisierung von Auflösung und Datenrate entsprechend unterschiedlich große Teilgitter ($W_i/g_i = W_j/g_j$, vgl. Glchg. III.5). Eine andere Möglichkeit ist es, daß jede Lichtquelle das gleiche Gitter unter einem anderen Winkel parallel beleuchtet; da nur eine Lichtquelle richtig, d.h. senkrecht beleuchten kann, müßten die anderen eigentlich mitrotieren, um Rekonstruktionsfehler zu vermeiden; dieser Fall hat Ähnlichkeit zur dritten Möglichkeit des Weißlicht-Scans. Eine bessere Möglichkeit ist es jedoch, die Lichtquellen rotationssymmetrisch aber mit verschiedener Divergenz das eine Gitter beleuchten zu lassen, die störenden Ordnungen auszublenden und den durch die divergente Beleuchtung verursachten Rekonstruktionsfehler notfalls mit einem HOE zu kompensieren.

Damit sind wir am Ende von Abschnitt III.1.a angekommen, der die meisten wesentlichen Probleme von HSn an einem einfachen Beispiel klarmachen sollte. Wissenschaftlich gesehen, ist an diesem Abschnitt meines Wissens Folgendes neu: Die Diskussion der Scheibe mit regulären Gittern, der Realisierungsvorschlag, die Abschätzung der erreichbaren Leistungsfähigkeit, die

systematische Diskussion relevanter Entwurfs- und Verwendungsprobleme und einige Vorschläge, diese zu lösen.

Der diskutierte HS-Typ läßt aber noch Wünsche offen oder befriedigt sie nur unvollkommen, obwohl er sich durchaus durch hohe Leistungsfähigkeit auszeichnet. Wünschenswert ist insbesondere ein geradliniger, linear durchlaufener Scan-Pfad auf einer ebenen Fläche, einfachere Optik um den HS herum, und schließlich auch kompliziertere Scan-Pfade und Scan-Muster. Die folgenden Abschnitte werden Lösungsmöglichkeiten für diese Anforderungen untersuchen.

III.1.b Rotierende Fresnel-Zonen-Platten

Den weitesten Einsatz und das größte kommerzielle Interesse fanden bisher HS mit Fresnel-Zonen-Platten (FZPn). Unter einer FZP wollen wir hier eine Interferenzfigur auf einer ebenen, sphärischen oder zylindrischen Fläche verstehen, die mit zwei Kugelwellen oder einer ebenen und einer Kugelwelle erzeugt wurde. FZPn werden auch holografische Linsen genannt, weil sie klassischen Linsen oder sphärischen Spiegeln in der Funktion ähneln und als Ersatz dafür verwendet werden können, wenn man mit kohärentem Licht arbeitet. Die Ersatzmöglichkeit teurer Linsen durch billige Hologramme ist ein Hauptgrund, der für FZP-HS spricht. Ein anderer ist die noch zu besprechende Flexibilität von FZP-HSn bei gleichzeitiger Einfachheit. Ein dritter Vorteil von FZP-HSn, der auch schon bei den rotierenden Gittern gegeben war, ist ihre Fähigkeit, gerade Linien mit vielen Auflösungspunkten durch wenige Hologrammzellen völlig linear zu erzeugen, allerdings auf Zylinderflächen um die Rotationsachse.

FZP-HS gibt es in vielen geometrischen Konfigurationen. Bild III.3 zeigt verschiedene Transmissions-FZP-HS auf der Basis einer Scheibe. Der Aufbau in Bild III.3a war die Ur-HS-Idee von Cindrich /Cin 67/. Später wurde der HS von Bild III.3c zum Fernsehrasterscan mit etwa 60 Zeilen à 120 Pixel ausprobiert /Mah 69/. Bild III.4 zeigt eine FZP-HS-Scheibe in Reflexion, wobei die Beziehung zwischen Konstruktion und Verwendung erläutert wird. Um nämlich eine zeitumgekehrte (aberrationsfreie) Objektwelle als "Bild" rekonstruiert zu bekommen, müssen Referenz- und Rekonstruktionsstrahl Spiegelbilder sein /Bei 73/. Bei senkrechtem Einfall ist das besonders leicht zu erreichen, was bei den folgenden FZP-HS-Typen ausgenutzt wird. Bild

III.5 zeigt konkave Reflexions-FZP-HS, die aus dem Krümmungsmittelpunkt beleuchtet wurden /Bei 73, Pie 73/. Um den Hauptstrahl zum abgetasteten Zylindermantel senkrecht zu machen, kann man zur Rotationsachse symmetrische (!) Hilfsspiegel verwenden (s. Bild III.5b und III.5c), auch bei Scheibengeometrie /Ih 77, Ih 81/. Das erleichtert u.a. die spätere Scan-Pfad-Ebnung. Die Massenverteilung der konkaven HS ist allerdings für schnelle Rotation ungünstig. Besser sind in dieser Hinsicht Kugel- und Zylinder- oder Trommel-Geometrie (s. Bild III.6), die den Hauptstrahl schon ohne Hilfsspiegel normal zum Scan-Pfad-Zylinder machen.

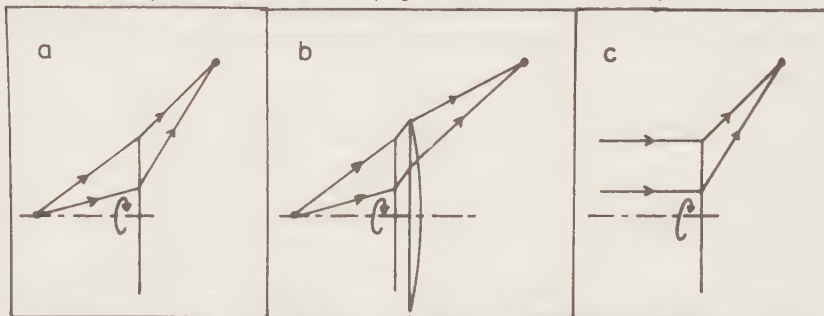


Bild III.3: Transmissions-Holoscanner mit Fresnelzonenplatten auf einer Scheibe.

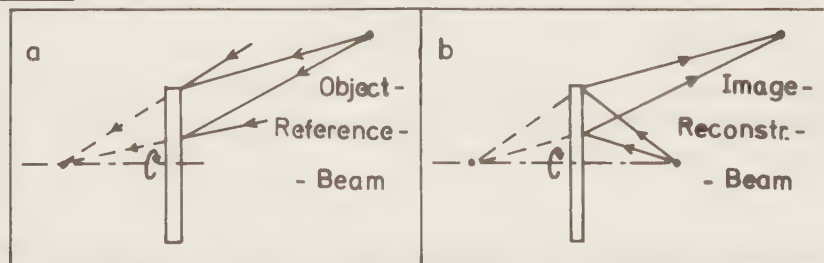


Bild III.4: Reflexions-Holoscanner mit Fresnelzonenplatten auf einer Scheibe: a) Konstruktion; b) Verwendung.

Den Kugel-Reflexions-HS (Bild III.6a) hat Beiser entwickelt und gegen einen Polygonspiegel-Scanner zur Radardatenaufzeichnung ausgetauscht /Bei 73/. (Dieser HS erzielte 200 MHz Pixelrate bei 19500 Pixel à 5 μm im Scan-Pfad.) Eine ähnliche Lösung stellt der Zylinder-Reflexions-HS dar. Allerdings ist dabei die richtige Beleuchtung schwieriger herzustellen. Einfacher zu beleuchten und weniger empfindlich gegen Vibrationen ist der Transmissions-

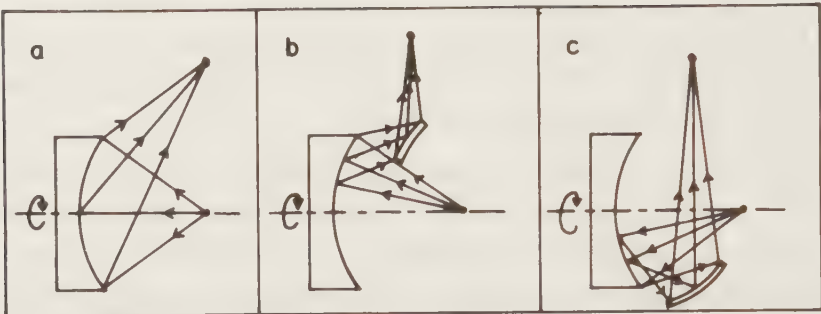


Bild III.5: Konkave Reflexions-Holoscanner mit Fresnelzonenplatten ohne (a) und mit (b,c) Hilfsspiegel.

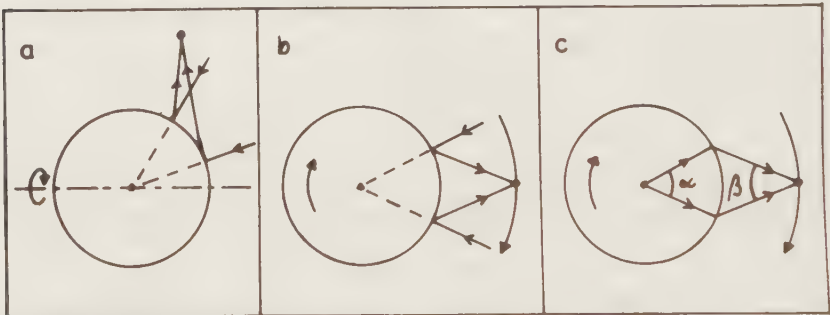


Bild III.6: Konvexe Fresnelzonenplatten-Holoscanner in a) Kugel-, b) Zylinder- und c) Trommel-Geometrie.

Trommel-FZP-HS (s. Bild III.6c), der bei IBM für Supermarkt-Scanner und Faksimile-Kopierer entwickelt wurde /Pol 75, Pol 78/.

Jede Geometrie hat ihre eigenen Vorzüge bzgl. Strahlführung, zusätzlicher Beleuchtungs- und Scan-Optik, Rotationsgeschwindigkeit, Herstellungskomplexität und so fort. Manchmal führen nur zusätzliche Anforderungen erst zu einer eindeutigen Auswahlentscheidung. Der Hilfsspiegel bringt z.B. die Möglichkeit mit, durch (piezoelektrische) Verklippung verschiedene Scan-Linien zu adressieren, oder deterministische dynamische HS-Fehler elektronisch zu kompensieren. Verschiedene Scan-Linien kann man natürlich auch durch verschiedene FZPn in den Sektoren des HS erzielen, je nach Geometrie unterschiedlich leicht. Diesen Gedanken haben vor allem

Entwickler von Supermarkt-Scannern verfolgt, um im Lesefenster z.B. zehn parallele horizontale Linien und, mittels fester Hilfsspiegel, zehn kreuzende vertikale Linien abzutasten /Ike 79/. Dabei wird die Flexibilität in der Wahl der Lage des Zentrums der FZPn ausgenutzt. Zusätzlich ließe sich die Brennweite der FZPn und ihre Beugungseffizienz variieren. All diese Freiheitsgrade fehlen einem Polygonspiegel-Scanner (PSS).

Im Zusammenhang mit der Scan-Kapazität N_s wollen wir einen weiteren Vorteil von FZP-HSn gegenüber PSSn herausarbeiten. Ganz allgemein ist zur Scan-Kapazität von FZP-HSn zu sagen, daß dafür dieselben Überlegungen wie in Abschnitt III.1.a zutreffen. Zum Vergleich mit PSSn wählen wir nun aber eine andere Darstellung /Pol 75/, die nur scheinbar andere Ergebnisse produziert. Aus Bild III.6c erkennen wir, daß der maximale Ablenkungswinkelbereich

$$\Delta\theta_{HS} = \alpha + \beta = 2\pi/n + \beta \quad (\text{III.28})$$

beträgt, wobei $\alpha = 2\pi/n$ der Sektorwinkel bei n Sektoren ist, und β der "Fokuswinkel" jedes Sektors. Bei PSSn dagegen ist

$$\Delta\theta_{PSS} = 2\alpha = 2 \cdot 2\pi/n \quad (\text{III.29})$$

aufgrund der Reflexionsgesetze. Bei Unterausleuchtung ($0 < k < 1$) ist davon jeweils nur der Bruchteil $1-k$ nutzbar (vgl. Glchg. III.19), und andererseits die Winkelauflösung $\delta\theta$ vergrößert, wegen der auf $k \cdot W$ verkleinerten Sektor-Breite W , die den n -ten Teil des Trommelumfangs ($2\pi R$) ausmacht. Wir haben also bei HSn und PSSn (für kleine Apertur $k \cdot W$)

$$\delta\theta_k = \lambda / (kW) = \lambda / (k \cdot 2\pi R / n) \quad (\text{III.30})$$

und somit die Scan-Kapazität (pro Sektor) für HS:

$$N_{s,HS} = \Delta\theta_{HS,k} / \delta\theta_k = (1-k)k \cdot (2\pi/n + \beta) \cdot R / \lambda, \quad (\text{III.31})$$

und für PSS:

$$N_{s,PSS} = \Delta\theta_{PSS,k} / \delta\theta_k = (1-k)k \cdot (2\pi/n) \cdot (2 \cdot 2\pi/n) \cdot R / \lambda, \quad (\text{III.32})$$

Mit zunehmender Sektorenzahl n wird also der HS überlegen, sobald

$$2\pi/n < \beta \quad (\text{III.33})$$

jedenfalls solange unsere Näherungen Scan-Aperturbreite gleich Sektorbogenlänge und Auflösung längs des Pfads überall gleich zutreffen, und das tun sie für kleine $k \cdot \beta$, also in der Praxis recht gut. Zusätzlich haben PSS den Nachteil der nichtkonstanten Ablenkgeschwindigkeit längs der komplizierten Limaçon-Scan-Bahn bei konvergenter Beleuchtung /Bei 74/.

Wenn man HS und PSS vergleicht, die beide einen parallel abgelenkten Strahl ($\beta=0$) erzeugen, der mit einer (idealen) Linse in eine ebene gerade Linie fokussiert wird, so entsteht ein Kapazitätsnachteil des HSs. Beide Systeme haben zwar lineare Scan-Winkelgeschwindigkeit, benötigen aber eine Speziallinse, um eine lineare Scan-Rate auf der Scan-Geraden zu erzeugen. Die Problematik ist also ähnlich zu der Ebnung der linear durchlaufenen "geraden" Scan-Linie auf dem Zylinder um die Rotationsachse.

Wenn wir die FZP-HS mit den rotierenden Gittern vergleichen, so zeichnen sich die FZP-HS durch eine größere Vielfalt an geometrischen Konfigurationen und durch einfachere Optik drum herum aus. Bezüglich Scan-Kapazität, Scan-Rate und Scan-Redundanz gelten jedoch die gleichen Überlegungen und Ergebnisse wie früher, nur sehen letztere (soweit in der Literatur vorhanden) manchmal anders aus; zumal man bei FZP-HSn nicht mehr von einer festen Gitterperiode g reden kann, wohl aber von einer mittleren Periode $\bar{g}$. Wir ersparen es uns hier, damit alle Formeln nochmal hinzuschreiben.

Die Frage der Herstellung und Rekonstruktion von FZP-HSn bei verschiedener Wellenlänge (WL) wurde für den FZP-HS von Bild III.5a exakt gelöst /Pie 73, Bei 73/, und für den Trommel-HS von Bild III.6c approximativ, aber ausreichend /Pol 78/. Im allgemeinen bekommen wir also Aberrationen bei Rekonstruktion mit falscher WL. Allerdings sind sie manchmal tolerabel, so daß z.B. die HS von Bild III.5b und III.5c sich zum "Regenbogen"-Scan eignen /Ih 77/. Das Scannen eines weißen Punktes ist mit den übertragbaren Methoden möglich, die in III.1.a aufgezählt wurden; siehe dazu auch /Ih 77/. Auch zum multiplexen Gebrauch mehrerer Quellen gleicher WL sei auf Abschnitt III.1.a verwiesen.

Rotierende FZP-HS können also mit vielen Variationsmöglichkeiten gebaut werden, und haben deshalb schon jetzt ein breites Einsatzfeld. Ihr Hauptnachteil ist die starre Form des Scan-Pfades und die Problematik, ihn evtl. mit Zusatzoptik ebnen zu müssen, was bei Translation von FZPn nicht nötig ist (s. Abschnitt III.1.d).

Zwei praktisch genutzte interessante Eigenschaften von FZP-HSn seien hier noch genannt: FZPn können nicht nur Licht fokussieren und ablenken, sondern auch Licht für einen Detektor

einsammeln, wie eine Linse. Beide Möglichkeiten wurden von Pole /Pol 75, Pol 78/ gleichzeitig genutzt: Ein Trommelscanner (Bild III.6c) wurde unterausgeleuchtet, also nur unter kleinem Raumwinkel von der Lichtquelle angestrahlt, so daß das vom großen Raumwinkel des ganzen Hologramm-Sektors erfaßte, vom Objekt zurückgestreute Licht im Differenzraumwinkel zu einem Detektor gespiegelt werden konnte. Dieser elegante Trick erspart eine Extra-Optik für den Detektor.--- Eine andere praktisch wichtige Eigenschaft von FZPn ist ihre einfache und wirkungsvolle Aberrationskorrekturmöglichkeit, wenn sie als vergrößernde Linse verwendet werden soll. Diese Anforderung wird bei Supermarkt-HSn gestellt. Dort möchte man mit einem kleinen FZP-Sektor einerseits einen großen Ablenkbereich haben, andererseits aber auf relativ große Entfernung fokussieren. Die erste Forderung kann bei vorgebenem Sektorwinkel α nur mit großem Fokuswinkel β erreicht werden (s. Bild III.6c), also nur mit kurzer Scan-Distanz, im Widerspruch zur zweiten Forderung. Ein aberrationsbehafteter Ausweg ist es, die FZPn mit parallelem Referenzstrahl zu konstruieren und mit divergentem Licht wie bisher zu verwenden. Das tut man im Prinzip auch, allerdings modifiziert man die Konstruktion, um die Aberrationen tolerabel klein zu halten. Hierzu gibt es den Vorschlag, die Objektwelle bei der Konstruktion mit einem CGH geeignet zu modifizieren /Lee 77/, was Beiser als ungenaue Lösung eines auf andere Weise exakt lösbaren Problems unter Hinweis auf eigene Arbeiten angriff /Bei 78/. Zwei andere Lösungsvorschläge kann man in /Ike 79/ und /Ono 80/ nachlesen. Beim ersten modifiziert man die Einfallswinkel, beim zweiten überlagert man verschiedene FZPn.

III.1.c Rotierende allgemeine Hologramme

Wir haben bisher von speziellen Hologrammen geredet, von Gittern und FZPn. Jetzt wollen wir kurz allgemeinere Hologramme betrachten und dabei an einen 2f-Aufbau zur Rekonstruktion denken.

Den Fall der Unterausleuchtung werden wir bei der Translation von Hologrammen in Abschnitt III.1.f genauer behandeln. Jedoch ist hier eine kurze Bemerkung angebracht. Üblicherweise sagt man Hologrammen nach, daß jeder Hologrammteil Information über das gesamte Objekt enthält. Deshalb liefere die Rekonstruktion eines Teil-Hologramms im wesentlichen das ganze Objekt, aber mit schlechter Detail-Auflösung. Das ist aber nur die halbe Wahrheit, denn es können bestimmte Ortsfrequenzen des Objekts dominieren, je nachdem, welchen Hologramm-Teil man beleuchtet. Sind bestimmte Ortsfrequenzen bestimmten Objektteilen zugeordnet, so entsteht ein Scan-Effekt, wenn wir diese Objektteile sequentiell rekonstruieren. Zusätzlich dreht sich die Rekonstruktion mit dem Hologramm mit.

Bei Überausleuchtung wird immer das ganze Objekt rekonstruiert, und zwar so verdreht wie das Hologramm, was bei rotationssymmetrischer Rekonstruktion natürlich nicht auffällt, und zum Scannen durch Rotation nicht taugt. Mit N^2 Hologrammzellen können wir ein Scan-Muster mit N^2 Pixel erzeugen, welches wir durch Hologramm-Rotation auf einer Kreisbahn um die Rotationsachse führen können. Das Hologramm verursacht somit ein starres Scan-Muster, die Rotation dessen Bewegung längs des Scan-Pfads. Beide Aufgaben sind also getrennt. Nicht das Hologramm, sondern seine mechanische Rotation ist für das Scannen verantwortlich.

III.1.d. Translation von Fresnel-Zonen-Platten

Will man (ebene) Fresnel-Zonen-Platten (FZPn) bei (Quer-)Verschiebung (=Translation = Shift) aberrationsfrei rekonstruieren (s. Bild I.2), so hat die Beleuchtung bei Konstruktion und Verwendung shift-invariant zu sein. Man verwendet deshalb meist eine homogene ebene Welle als Referenz, jedoch würde jede in Translationsrichtung konstante Welle (z.B. eine zylindrische) das Gewünschte leisten. Im Folgenden gehen wir aber von einer homogenen ebenen Referenz-welle aus.

Lineare Verschiebung einer FZP hat gegenüber Rotation den Vorteil, daß ein gerader ebener Pfad linear durchlaufen wird, und nicht ein Kreisbogen (s. Bild I.2). Rotation eignet sich aber besser für lange durchzuhaltende, sehr hohe, konstante Geschwindigkeiten (während bei

Oszillation das Material durch Beschleunigungsänderungen belastet wird). Schnelle, lineare und mechanische Translation eines Hologramms wird deshalb oft nur approximativ am Umfang einer großen Trommel oder am Rande einer großen Scheibe verwirklicht. Nicht-mechanische, sehr schnelle, lineare Verschiebung ist aber z.B. mit akusto-optisch oder elektro-optisch ausgelösten Wellen möglich; allerdings erzeugt man damit bisher nur 1D- oder "zylindrische" FZPn.

Daß eine reine Verschiebung einer (2D-)FZP bei Überausleuchtung überhaupt einen Scan bewirken kann, steht nicht im Gegensatz zu den Bemerkungen vom Anfang dieses § III.1, denn FZPn scannen ja nicht im Fernfeld. Mit der FZP-Translation verschiebt man die gebeugte Lichtverteilung (nur) um die gleiche Strecke mit (bei Rotation um den gleichen Winkel aber um einen größeren Bogen). In der sogenannten Fokusebene der FZP kann man einen "Punkt" scannen, der von der "+1." Beugungsordnung verursacht wird. Das Licht anderer Ordnungen stört die erste nicht, wenn man die FZP außeralial oder "off-axis" verwendet, d.h. ihr Zentrum nicht beleuchtet. Bei gut ausgeführten dicken Hologrammen, die dann (im wesentlichen) nur noch eine Beugungsordnung haben, kann diese "off-axis"-Forderung evtl. entfallen.

Sphärische oder 2D-FZPn können ohne Hilfslinse fokussieren und scannen, und zwar bewegt sich der Fokus mit der FZP in x-, y- und z-Richtung mit. Will man durch FZP-Bewegung in x-Richtung nur eine gerade Linie scannen, so ist man dabei nicht unempfindlich gegenüber Vibrationen in y- und z-Richtung, sondern nur gegenüber Rotation um die FZPn-Achse, und in Transmission gegenüber kleinen Verkippen. Zylindrische oder 1D-FZPn mit reiner x-Fokus-Wirkung besitzen jedoch den "Wobbel"-Freiheitsgrad in y-Richtung /Bry 76/.

Was in Abschnitt III.1.a über Scan- und Energie-Nutzungsgrad ausgesagt wurde, gilt bei Translation von FZPn auch. Bezüglich der Verwendung verschiedener Wellenlängen kann ebenso nach oben (III.1.a, III.1.b) verwiesen werden. Die Scan-Kapazität von FZPn wurde aber früher (s. III.1.b) nur angedeutet und soll nun genauer beleuchtet werden (vgl. auch /Bry 76/). Betrachten wir zunächst eine quadratische, in x-Richtung verschiebliche, sphärische FZP mit Kantenlänge W , und den Fall der Überausleuchtung mit $k=2$ (vgl. § III.1.a). Die Ortsauflösung in der Scan-Ebene ist dann

$$\delta x' = \delta y' = \lambda f / W, \quad (\text{III.34})$$

wenn f die Brennweite der FZP ist. Um die gleiche Strecke δh muß die FZP für ein Scan-Pixel verschoben werden. Die Scan-Kapazität ist also

$$N_S = W / \delta x' = W^2 / (\lambda f). \quad (\text{III.35})$$

Das ist zu vergleichen mit der Hologramm-Zellen-Anzahl N_H , die sich aus FZPn-Fläche W^2 und der Abtastbedingung ergibt. Der Frequenzumfang der FZP in x - und y -Richtung beträgt

$$\Delta v = W / \lambda f \text{ und } \Delta \mu = W / \lambda f, \quad (\text{III.36})$$

die jeweiligen Abtastintervalle also

$$\delta x = 1 / \Delta v \text{ und } \delta y = 1 / \Delta \mu, \quad (\text{III.37})$$

was i.a. nicht zu verwechseln ist mit $\delta x'$ und $\delta y'$. (Nebenbei bemerkt: Die in /Bry 76/ diskutierten Computer-Interferogramme von y -off-axis-FZPn sind reelle FM-Signale mit Mittenfrequenz $1,5 \Delta \mu$; naiv würde man sie mit $\delta x = 1 / (4 \Delta \mu)$ abtasten.) Damit erhalten wir als Zellen-Anzahl

$$N_H = (W / \delta x) \cdot (W / \delta y) = (W / \delta x')^2 = N_S^2, \quad (\text{III.38})$$

und somit als Scan-Redundanz

$$R_S = N_H / N_S = W / \delta x' = N_S. \quad (\text{III.39})$$

Man muß also pro Scan-Pixel eine FZP-Zellenspalte bereitstellen. Das entspricht dem schon bei den regulären Gittern aufgetretenen Fall günstiger Scan-Kapazität bei Überausleuchtung mit $k=2$; vgl. § III.1.a, wo auch die Formeln für Unterausleuchtung stehen.

Extrem unterschiedliche x/y -Abtastanforderungen stellen zylindrische FZPn /Bry 76/, die in x -Richtung ablenken und fokussieren, und in y -Richtung durch eine zusätzliche Zylinderlinse in die Scan-Ebene fokussieren. Die x -Scan-Linie muß nämlich von der 0. und 2. Ordnung in y -Richtung nur um ein Pixel wegverlagert werden, besser aber um zwei Pixel, um sie vom Störlicht freizuhalten. Wir verlangen also einen störlichtfreien $\Delta \mu$ -Bereich von $(1 \text{ bis } 2) \cdot \delta y' / \lambda f$, d.h. $(1 \text{ bis } 2) \cdot 1 / W$, was nur 1 bis 2 Abtastwerten auf der y -Breite W entspricht (vgl. Formeln III.37, III.38)! Bei der alten gleichen Breite W in x und y , also bei gleicher Scan-Pixel-Größe in x und y , und bei der gleichen alten Abtastrate in x und y , wären wir aber

wieder bei Formel III.38 angelangt. Wenn wir aber auf hohe y - oder Quer-Auflösung verzichten oder anamorphotische Optik benutzen (§ III.1.e), dann können wir schon mit einem 1 bis 2 kleinen Zellen schmalen FZP-Band mit nur 1 bis 2 Hologramm-Zellen pro Scan-Pixel eine Linie erzeugen!

Ähnlich liegt die Sache beim AOS mit einer in x eindimensionalen FZP, deren maximale Frequenz das doppelte der minimalen nicht übersteigen darf, um die 1. Ordnung von Störlicht freizuhalten (vgl. § II.3). Man wählt eine Mittelfrequenz von $1,5 \cdot \Delta \nu$, so daß die minimale Frequenz dem nutzbaren Frequenzumfang $\Delta \nu$ entspricht, und die maximale $2 \cdot \Delta \nu$, das Abtastintervall also $\delta x = 1/(4 \Delta \nu)$. (Diese OBBP-Betrachtung eines FM-Signals ist hier exemplarisch durchgezogen. Nach den voranstehenden Ausführungen sollte klar sein, daß das entsprechende zellenorientierte Hologramm als komplexes PAM-Signal nur das vierfache Abtastintervall benötigt. Aber nützlich am FM-Signal ist, daß seine maximale Frequenz die minimale Auflösungs-Anforderung an den AO-Kristall oder das holografische Aufzeichnungsmaterial charakterisiert.) Wenn $\Delta \nu$ sich auf die Länge W verteilt, und bei Überausleuchtung mit $k=2$, d.h. bei der AOS-Apertur-Breite $B=2W$, ergibt sich analog zu den Gleichungen ab III.34:

$$N_S = W / \delta x' = W^2 / \lambda f, \quad (\text{III.40})$$

$$\Delta \nu = W / \lambda f, \quad (\text{III.41})$$

$$N_H = W / \delta x = W \cdot 4 \Delta \nu = 4 \cdot W / \delta x' = 4 N_S, \quad (\text{III.42})$$

$$R_S = N_H / N_S = 4. \quad (\text{III.43})$$

Vier Abtastwerte pro Scan-Pixel entsprechen zwei Perioden der höchsten Frequenz ($\nu = 2 \Delta \nu$) oder einer der niedrigsten ($\nu = \Delta \nu$), womit wir die auf Seite III.10 gemachte Aussage bewiesen haben.

FZP-HS haben also günstige Scan-Redundanz-Werte R_S , aber nur eine starre Form des Scan-Pfades, die gerade Linie. Die Bewegung des Scan-Flecks entspricht (wie bei der Rotation früher) der Bewegung der FZP. Eine Entkopplung bieten die folgenden Konzepte.

III.1.e Eindimensionaler anamorphotischer Holoscanner

Das zu erläuternde System ist in Bild III.7 dargestellt /Ger 81, S.18/. (Seine Durchrechnung ist so einfach, daß hier nur die Funktion erklärt wird.) "Anamorphotisch" ist daran das optische System um das Scan-Hologramm (SH) herum, und "eindimensional" der Scan-Pfad. Bei Verschiebung des SHs in x-Richtung wird jeweils eine andere SH-Spalte beleuchtet. Jede Spalte enthält eine andere Ablenkinformation, die von der vorhergehenden beliebig verschieden sein kann. Bei linearer Translation des SHs ist also ein beliebiger Scan-Pfad möglich; d.h. die Scan-Geschwindigkeit und ihre Variation ist unabhängig von der SH-Geschwindigkeit wählbar; und ebenso ist die Scan-Position unabhängig von der SH-Position.

Nicht nur kontinuierliche, sondern auch diskrete Scan-Pfade sind möglich. Solche diskreten Pfade kann man als vorprogrammierte wahlfreie Adressierung sehen, die unser HS durchführen kann, ohne daß man die Quelle beim Springen von einer Position zur anderen ausschalten muß (im Gegensatz z.B. zu Galvanometerspiegeln), und ohne daß dabei eine Verschmierung von (nicht-überlappenden) Scan-Punkten in μ -Richtung auftritt. Und das gilt für kontinuierliche SH-Bewegung und kontinuierliche Beleuchtung, was daran liegt, daß immer die volle Spaltenhöhe beleuchtet bleibt. Diskrete SH-Bewegung und/oder gepulste Beleuchtung sind also nicht nötig, um die Längs-Auflösung im Scan-Pfad aufrecht zu erhalten. (Benachbarte Punkte in Rayleigh-Distanz, also mit Überlapp, ergeben ein konstantes Intensitätsprofil bei gleichphasiger Interferenz, und erscheinen etwas getrennt bei Gegenphasigkeit.)

Unser anamorphotischer HS kann nicht nur einen beliebigen ebenen 1D-Scan-Pfad erzeugen, sondern auch in der Tiefe scannen, wenn man statt regulärer Gitter 1D-FZPn in den SH-Spalten hat. Diese Fokussierungsmöglichkeit kann zusätzlich dazu dienen, im Aufbau unseres HSs in Bild III.7 die sphärischen Linsen überflüssig zu machen. Wenn man ein Reflexions-SH verwendet und damit den Strahlengang zurückfaltet, kommt man sogar mit nur einer einzigen Zylinderlinse aus.

Da jede beleuchtete SH-Spalte ein allgemeines 1D-Hologramm sein kann, kann man damit nicht nur Scan-Punkte sondern ein beliebiges komplexes 1D-Scan-Muster erzeugen. Unser HS kann also einen beliebigen, komplexen, eindimensionalen "Film" zeigen. N Pixel pro "Filmbild"

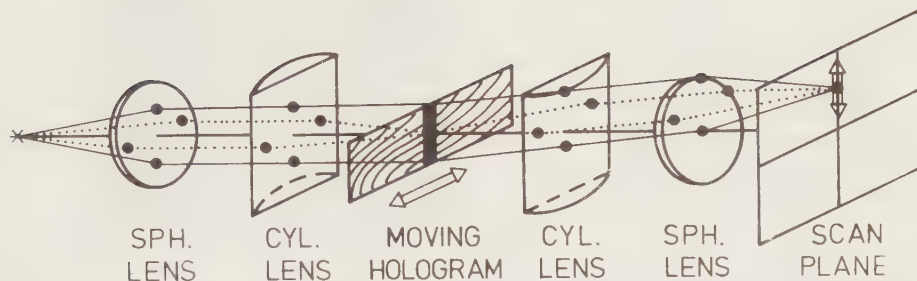


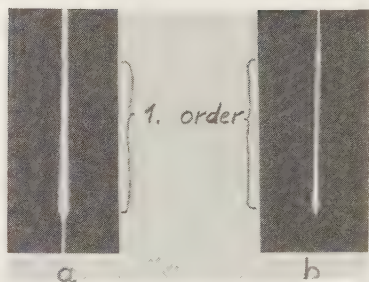
Bild III.7: Anamorphotischer Holoscanner für beliebigen eindimensionalen Scan-Pfad (didaktischer Aufbau).

erfordern $N_H = N$ Hologrammzellen pro SH-Spalte. Dementsprechend sind beim Punkt- statt Muster-Scan für jede von N_S Scan-Positionen $N_H = N_S$ Zellen nötig; dieser Überschuß an Informationskapazität wird erst bei der "Filmprojektion" ausgeschöpft.

Interessant ist an unserem 1D anamorphotischen HS weiterhin, daß es außer der Modulation der Beleuchtung und der Variation der SH-Geschwindigkeit noch zwei Möglichkeiten gibt, das Intensitätsprofil auf dem Scan-Pfad zu beeinflussen. Zum einen kann man die Scan-Geschwindigkeit mittels unterschiedlich langer SH-Stücke pro Scan-Position variieren. Das kostet aber viel an SH-Fläche, wenn man etwas Modulationsspielraum haben will. Eleganter ist die zweite Möglichkeit, durch Variation der SH-Absorption oder der Beugungseffizienz (in jeder SH-Spalte separat) die Intensität des zugehörigen Scan-Punkts zu steuern. Bei (zeitlich) konstantem Scan-Muster ergibt sich dann nach dem gesamten Scan die Belichtung als Faltung des Scan-Musters mit dem Scan-Pfad, wobei die Scan-Pfad-Punkte zu gewichten sind mit der Quellen-Leistung, ihrer Abschwächung durch das SH und dem reziproken Betrag der lokalen Scan-Geschwindigkeit.

Bild III.8: Experimentelle Scan-Pfade einer eindimensionalen anamorphotischen Holo-scanners in der ersten Beugungsordnung:

- a) kontinuierlicher linearer Pfad,
- b) diskreter Sinus-Pfad (eine Periode).



Experimentelle Ergebnisse mit einem 1D anamorphotischen HS zeigt Bild III.8. Die Quelle wurde dabei nicht moduliert. Der Intensitätsabfall zur 2. Ordnung hin, rührt von der sinkenden Beugungseffizienz des SHs bei höheren Ortsfrequenzen her. Die SH-Bewegung war linear. Jede SH-Spalte enthielt zwischen 100 und 200 Gitterperioden und entsprach der halben Zeit eines Scan-Pixels. Der Gitterwechsel war also nur halb so schnell wie maximal möglich, um das "Übersprechen" zwischen benachbarten Punkten zu vermindern. Die Frequenzänderung war linear im Fall von Bild III.8a. Bild III.8b entstand aufgrund diskreter Gitter, deren Periodenanzahl N_p einen Sinus-Verlauf hatte:

$$N_p(m) = 150 + 50 \cdot \sin(2\pi m/100) \text{ mit } m = 0, \dots, 100. \quad (\text{III.44})$$

Daher rühren also die verdickten Scan-Pfad-Enden.

Zum Schluß dieses Abschnitts sei noch ein Vergleich mit dem HS aus einer schmalen zylindrischen FZP von § III.1.d angestellt. Die zylindrische FZP kann man auch im anamorphotischen HS verwenden, indem man sie im beleuchteten Spalt längs (d.h. in y) verschiebt. Wir haben dann einen 1D anamorphotischen "Längs-HS" vor uns, der mit minimalem Aufwand an Hologrammzellen einen Spezialpfad erzeugt. Im Gegensatz dazu benötigt unser anamorphotischer HS mit Querbewegung mit mehr Hologrammaufwand einen völlig allgemeinen Scan-Pfad mit beliebigem Muster. Ganz allgemein kann man wohl sagen, daß der Hologrammaufwand in dem Maße steigt, wie die Scan-Aufgabe von der SH-Bewegung abweicht. Diese Aussage deutet auf ein Prinzip der Informationserhaltung bei HSn hin.

III.1.f Translation allgemeiner Hologramme

Das zu besprechende Konzept ist in Bild I.3 dargestellt und wurde in /Bry 75/ und /Bry 76/ vorgeschlagen und mit Computer-erzeugten Hologrammen (CGHs) vom Lee-Typ ("computer-generated interferogram", /Lee 74/) verwirklicht. Dieses historisch erste HS-Konzept mit Flexibilität des Scan-Pfades löste sofort weitere Untersuchungen und Anwendungen dieses Konzepts aus. Neben meinen eigenen Überlegungen dazu /Ger 77, Ger 78/, sind zwei OSA-Tagungsvorträge zu nennen /Cam 77, Ih 77a/, in denen CGH-Scanner-Anwendungen zur Materialbearbeitung und zum schnellen Linien-Scan besprochen wurden. Vortrag /Ih 77a/ wurde als /Ih 78/ veröffentlicht, und Vortrag /Cam 77/ wurde erweitert zu /Cam 78/ und /Gal 79/, worin auch Aberrationen des Scan-Pfads diskutiert sind. Außerdem wurden in /Leg 78/ Vergleiche zu AOSn angestellt.

Das Prinzip dieses CGH-HSs (vgl. Bild I.3) ist es, durch Verschiebung eines beliebigen Hologramms einen beliebigen Scan-Pfad mit beliebigem Scan-Muster zu erzeugen. Das gelingt auch mit jetzt zu besprechendem Hologramm-Aufwand (d.h. Zellen-Anzahl).

Wenn wir in einem Gebiet von N^2 Pixel einen Scan-Pfad der Länge N_S Pixel erzeugen wollen, so müssen wir in jedem Moment N^2 SH-Zellen beleuchten. (Nur bei speziellen Scan-Pfaden geht es mit weniger SH-Zellen; vgl. § III.1.e.) Einen völlig allgemeinen 3D-Scan-Pfad mit komplexem Scan-Muster können wir erzeugen, wenn wir pro Scan-Position und -Muster ein N^2 Zellen großes Hologramm nehmen. Das kostet aber $N_S \cdot N^2$ Zellen für N_S Scan-Positionen, ergibt also ein für viele Zwecke unpraktisch langes Hologramm (vgl. § II.4). Wenn wir nur eine Spalte mit N Zellen pro Scan-Pixel vorsehen, sind wir erstens im Scan-Muster für jedes Pixel auf diese N statt N^2 Freiheitsgrade beschränkt, und zweitens bekommen wir durch das gleichzeitige kohärente Ausleuchten der Information von N Pixel störende Interferenzerscheinungen, die von der lokalen Form des Scan-Pfads abhängen und als (dynamische) Aberrationen anzusehen sind. Dieses Aberrationsproblem schränkt die Scan-Kapazität einer gewissen SH-Fläche, je nach Scan-Pfad, z.T. erheblich ein (s.unten), weil man pro Pixel evtl. doch bis zu N^2 Zellen bereitstellen muß.

Die folgenden Betrachtungen liefern eine allgemeine Grundlage zur Analyse des Aberrations-problems. Wir gehen aus von einem beliebigen SH $h(x,y)$ und einem beliebigen Beleuchtungs-fenster $b(x,y)$, und schieben das SH linear (in x) am Fenster vorbei, so daß zur Zeit t_0 der SH-Teil $h(x-x_0,y)$ beleuchtet wird. Nach dem Scan-Ende erhalten wir dann als zeitlich integrierte Intensität bzw. Belichtung (bis auf einen SH-Geschwindigkeits-abhängigen Faktor)

$$\tilde{I}(v,\mu) := \int \left| \int_{x,y}^{DU} [h(x-x_0,y)b(x,y)] \right|^2 dx_0 \quad (\text{III.45})$$

in der Scan-Ebene (s. Anhang A zur mathematischen Nomenklatur). Mit Hilfe des Parseval-Theorems erhalten wir daraus:

$$\tilde{I}(v,\mu) = \int \left| \int_y^{DU} [\tilde{h}(-v_0,y)\tilde{b}(v+v_0,y)] \right|^2 dv_0 \quad (\text{III.46})$$

Um einfach weiterrechnen zu können, nehmen wir Fenster $b(x,y)$ als separabel an, d.h.

$$b(x,y) =: b_1(x) \cdot b_2(y), \quad (\text{III.47})$$

was in der Praxis gewöhnlich vorliegt, da dies leicht realisierbar ist. Damit erhalten wir dann:

$$\tilde{I}(v,\mu) = \left| \tilde{h}(v,\mu) *_{\mu} \tilde{b}_2(\mu) \right|^2 *_{\nu} \left| \tilde{b}_1(v) \right|^2. \quad (\text{III.48})$$

Dieses allgemeine Ergebnis ist für die Analyse wichtig, hilft aber weniger bei der Synthese eines SHs. Denn wenn man einen Scan-Pfad mit tolerierbarer Verschmierung $\tilde{I}(v,\mu)$ vorgibt, und den Effekt eines geschickt gewählten (z.B. gauß-artigen) Fensters $b(x,y)$ durch inverse Filterung berücksichtigt, kann man zwar eine Funktion $\tilde{h}(v,\mu)$ und daraus ein "SH" $h(x,y)$ errechnen, aber dieses "SH" besitzt dann i.a. noch nicht die Frequenzverteilung, um seine sequentielle Rekonstruktion als "Scan" bezeichnen zu können!

Für die Synthese eines CGH-HSs ist der ursprüngliche Ansatz von /Bry 76/ ein direkter Weg: Dabei definiert jeder Scan-Punkt mit Koordinaten (ν,μ) an der zugehörigen SH-Position x ein lokales Gitter mit den Ortsfrequenzen ν und μ . Wenn das SH das Licht nur ablenken aber nicht absorbieren soll, kann man die erforderlichen Ablenkgritter als Hologramm der Phasenfunktion $\exp(i2\pi \cdot \varphi(x,y))$ implementieren. Die gewünschte Phase $\varphi(x,y)$ errechnet sich dann aus den Beziehungen

$$\partial \varphi(x, y) / \partial x = v(x) \quad \text{und} \quad \partial \varphi(x, y) / \partial y = \mu(x). \quad (\text{III.49})$$

Dieses System zweier partieller Differentialgleichungen ist nicht immer lösbar. Lösbarkeit würde nämlich erfordern /Bro 73, Teil IV, Kap. III C, IVB/:

$$\partial^2 \varphi(x, y) / \partial x \partial y = \partial^2 \varphi(x, y) / \partial y \partial x. \quad (\text{III.50})$$

Mittels Glchg. III.49 läßt sich das auch schreiben als

$$\partial v / \partial y = \partial \mu / \partial x \quad \text{oder} \quad \partial v / \partial y - \partial \mu / \partial x = 0, \quad (\text{III.51})$$

was man auch als

$$\text{rot}(\underline{v}) = 0 \quad (\text{III.52})$$

ausdrücken kann, wobei Vektor $\underline{v}$ die Komponenten (v, μ) hat. Forderung III.51 hat wegen

$$\partial v(x) / \partial y = 0 \quad \text{auch} \quad \partial \mu(x) / \partial x = 0 \quad (\text{III.53})$$

zur Folge, also konstantes $\mu = \mu_0$, d.h. der Scan-Pfad muß parallel zur x-Achse liegen, also parallel zur Translationsrichtung des SHs. In diesem Falle würde die Phase

$$\varphi(x, y) = \int v(x) dx + \mu_0 \cdot y \quad (\text{III.54})$$

unser Gleichungssystem III.49 lösen, wobei eine unwichtige Integrationskonstante weggelassen wurde. Das heißt aber nicht, daß dann der Scan aberrationsfrei erfolgt! Denn wir haben nun zwar konstante y-Frequenz, aber ein variables Gitter in x, das nur dann aberrationsfreie Scan-"Punkte" liefert, wenn sich die x-Frequenz so langsam ändert, daß das SH sich lokal einem regulären Gitter annähert.

Ein einfaches Beispiel soll diese Aussage verdeutlichen: Wenn wir einen linearen Linien-Scan in x-Richtung machen wollen, verlangen wir

$$v(x) := a \cdot x, \quad (\text{III.55})$$

wobei a ein noch festzulegender Scan-Geschwindigkeitsparameter ist, den wir proportional zur Anzahl q der Scan-Pixel (der Größe $\Delta x = 1/B$) ansetzen, welche bei Verschiebung des SHs um eine Beleuchtungsapertur- oder Pupillen-Breite B adressiert werden (sollen):

$$a = q \cdot \Delta v / B = q/B^2. \quad (\text{III.56})$$

Gleichung III.54 liefert dann die Phase

$$\varphi(x, y) = x^2 q / (2B^2) + \mu_0 \cdot y, \quad (\text{III.57})$$

welche einen x-Fokus-Term als Aberration enthält! Je nach Scan-Richtung, d.h. Vorzeichen von a bzw. q, liegt Fokussierung ($q < 0$) oder Defokussierung ($q > 0$) mit Brennweite

$$f_q = -B^2/(\lambda q) \quad (\text{III.58})$$

vor, was bei einer Rekonstruktionslinse der Brennweite f die gesamte Scan-Linie um

$$z_q = -f^2/f_q \quad (\text{III.59})$$

aus der Fourier- oder Scan-Ebene (s.Bild I.3) verschiebt. Soll diese Strecke die Fokustiefe

$$\delta z := 2\lambda(f/B)^2 \quad (\text{III.60})$$

nicht überschreiten, so ergibt sich daraus

$$|q| \leq 2, \quad (\text{III.61})$$

d.h. man darf maximal 2 Pixel simultan rekonstruieren. Die Wellenaberration $W(x,y)$ beträgt dann $\lambda/4$ am x-Pupillenrand, worauf die Definition III.60 der Fokustiefe beruht. Wenn wir nur ein Pixel pro Pupille adressieren ($q=1$), ist $W(x,y)$ immer noch $\lambda/8$ am Pupillenrand. Diese Wellenaberrationen sind in unserem Beispiel unabhängig vom Ort (x_0, y_0) an dem das SH beleuchtet wird, denn es gilt allgemein bei unserem HS

$$W(x_0, y_0; u, v) := \lambda \cdot [\Phi(x_0 + u, y_0 + v) - \Phi(x_0, y_0) - u \cdot \lambda \Phi(x_0, y_0) / \lambda x - v \cdot \lambda \Phi(x_0, y_0) / \lambda y], \quad (\text{III.62})$$

und speziell in unserem Beispiel

$$W(x_0, y_0; u, v) = q \cdot \lambda u^2 / (2B^2), \quad (\text{III.63})$$

wobei u und v die lokalen Koordinaten innerhalb der Pupille ($|u|, |v| \leq B/2$) um (x_0, y_0) herum sind.--- Unser Beispiel zeigte x-Fokuswirkung als Aberration auf, als nur lineare x-Ablenkung erwünscht war. (Diese Kopplung von x-Fokus und x-Ablenkung verbietet also einen völlig allgemeinen 3D-Scan!). Diese Aberration kann allerdings durch Verlagerung der Scan-Ebene kompensiert werden, und kann die Linse in Bild I.3 u.U. überflüssig machen. Wir haben dann einen HS mit zylindrischer off-axis-FZP vorliegen (s./Bry 76/ und oben, § III.1.d und § III.1.e).--- Wenn wir einen anderen x-Scan-Verlauf gewählt hätten, wären andere Aberrationen aufgetreten. Lösbarkeit von III.49 bedeutet also nicht, daß der HS aberrationsfrei ist.

Da man bei allgemeinem Scan-Pfad ($\nu(x), \mu(x)$) beide Frequenzkomponenten braucht, muß

man als Phase

$$\Phi(x, y) = \int \nu(x) dx + \mu(x) \cdot y \quad [+const] \quad (\text{III.64})$$

wählen, wodurch zwar die lokale y -Frequenz richtig bleibt, aber durch $d\mu(x)/dx$ zusätzliche x -Frequenzen eingeführt werden. Entwickelt man $\nu(x_0+u)$ und $\mu(x_0+u)$ um x_0 herum nach Taylor, so erhält man als Wellenaberration $W(x_0, y_0; u, v)$, bezogen auf λ , den Ausdruck

$$W(x_0, y_0; u, v)/\lambda = \sum_{n=0}^{\infty} \nu_0^{(n)} \cdot u^{n+1}/(n+1)! + \mu_0^{(1)} \cdot u \cdot v + (y_0+v) \cdot \sum_{m=2}^{\infty} \mu_0^{(m)} \cdot u^m/m!, \quad (\text{III.65})$$

worin die Definitionen

$$\nu_0^{(n)} := d^n \nu(x)/dx^n \big|_{x=x_0} \quad \text{und} \quad \mu_0^{(m)} := d^m \mu(x)/dx^m \big|_{x=x_0} \quad (\text{III.66})$$

verwendet wurden. Die Terme mit den ersten beiden Ableitungen sind:

$$W_2(x_0, y_0; u, v)/\lambda := \nu_0' \cdot u^2/2 + \nu_0'' \cdot u^3/6 + \mu_0' \cdot u \cdot v + \mu_0'' \cdot (y_0+v) \cdot u^2/2. \quad (\text{III.67})$$

Man sieht also, daß die Aberrationen zunehmen, je schneller sich $\nu(x)$ und $\mu(x)$ mit x ändern.

Indem man z.B. $|W(x_0, y_0; u, v)|$ in der Pupille nach Rayleigh auf $\lambda/4$ begrenzt oder ein anderes Qualitätsmaß für Aberrationen verwendet, kann man eine Bedingung für aberrations-"freien" Scan ableiten und so unser q von Gleichung III.56 bestimmen /Ger 81a/. Wenn wir auf konstante Intensität entlang des Scan-Pfads verzichten, können wir q je nach dem Grad der lokalen Aberrationen verändern.

Eine andere Methode, Aberrationen zu kompensieren, besteht darin, sie mit einer zweiten Komponente (z.B. einem 2. Hologramm) aufzuheben. Bei konstanten Aberrationen des SHs, d.h. bei geraden Scan-Pfaden, genügt ein festes Kompensationshologramm; bei veränderlichen Aberrationen, d.h. bei "Scan-Beschleunigungen", kann evtl. ein zweites mitbewegtes Hologramm helfen (vgl. § III.2 und /Ger 81a/), das evtl. sogar ins SH integriert werden kann. In /Bry 76/ wurde nach dieser Methode ein Linien-Scan-Pfad geebnet, allerdings zu Lasten der Scan-Linearität. Statt an Kompensation kann man auch an Veränderung von Aberrationen in dem Sinne denken, daß sie weniger stören. In /Cam 78/ wurde Drehung des Scan-Musters längs zum Scan-Pfad als ein spezielles Beispiel unseres allgemeinen Gedankens durchgeführt.--- Wie weit man mit solchen Verfahren im konkreten Fall kommt, muß man im Einzelfall bestimmen. Allgemeine Überlegungen dazu zeigen, daß man den Parameter q kaum

je über 2 steigern sollte. In einem Nebensatz in /Leg 78/ wurde sogar nur $\xi = |q| = 0,1$ bis 1 als sinnvoll erachtet. Wenn man die Aberrationen voll akzeptieren kann, ja sogar herbeiführen will, kann man $|q|$ natürlich "beliebig" groß machen; dieser Fall ist bei den FZP-HSn gegeben!

Wie stark Aberrationen in einem Beispiel sein können, zeigt Bild III.9. Der R-Scan wurde mit $|q| = 2$ durchgeführt und sollte einen ein Pixel dicken Pfad innerhalb 10×20 Pixel ergeben. Dieser Pfad wurde gewählt, um Aberrationen an Linien mit unterschiedlicher Neigung, Krümmung und Durchlaufsin zu studieren /Ger 77/.

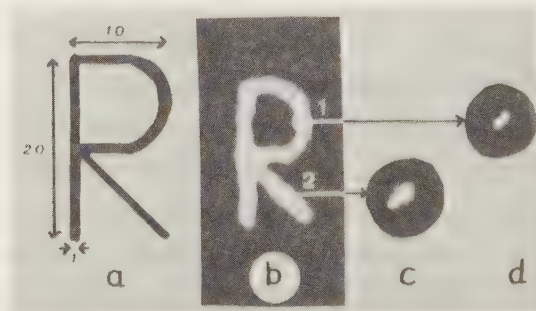


Bild III.9: Scan-Pfad-Beispiel eines CGH-Scanners nach /Bry 76/ mit $|q| = 2$ (siehe Text): a) Entwurf, b) Ergebnis, c,d) 2 Beispiele lokaler Scan-Muster mit Aberrationen.

Allgemeine Entwurfsüberlegungen für einen CGH-HS sind die folgenden: Wir gehen aus von einem Scan-Pfad mit N_S Pixel Länge, der in einem (z.B. quadratischen) Gebiet von N^2 Pixel der Größe δv^2 liegt. Dieses Gebiet schieben wir mittels einer Trägerfrequenz μ_0 mit Periode g um die Gebiets- μ -Breite $\Delta\mu$ von N Pixel der Größe $\delta\mu$ von der 0. Ordnung weg, damit auch die 2. Ordnung nicht stört:

$$\mu_0 := 1/g = \Delta\mu = N \cdot \delta v. \quad (\text{III.68})$$

Nachdem bei Pupillengröße B^2 die Pixelgröße in v und μ gleich ist und

$$\delta v = \delta\mu = 1/B \quad (\text{III.69})$$

beträgt, erhalten wir

$$N = \Delta\mu/\delta\mu = B/g \quad (\text{III.70})$$

und als Scan-Pfad-Länge

$$L_S = N_S \cdot \delta\mu = N_S/B, \quad (\text{III.71})$$

was sich auch aus dem Kurvenintegral über den Scan-Pfad $S(\nu, \mu)$ ergibt:

$$L_S = \int_S ds = \int_S [1 + (d\mu/d\nu)^2]^{1/2} d\nu = \int_S [(d\nu/dx)^2 + (d\mu/dx)^2]^{1/2} dx. \quad (\text{III.72})$$

Nun müssen wir noch gemäß vorgegebener Aberrationstoleranzkriterien die holografische Scan-Geschwindigkeit

$$v_S := |ds/dx| = |d\underline{\nu}/dx| = [(d\nu/dx)^2 + (d\mu/dx)^2]^{1/2} \quad (\text{III.73})$$

festlegen, wobei v_S von x abhängen kann, und, falls doch konstant, als Scan-Weg (mit Pixelanzahl q) pro Pupillen-Breite B beschreibbar ist:

$$v_S = q \cdot \delta\nu/B = q/B^2. \quad (\text{III.74})$$

Das SH muß dann um

$$\delta h = B/q = \delta\nu/v_S \quad (\text{III.75})$$

pro Scan-Pixel verschoben werden, so daß die Gesamt-SH-Länge damit

$$L_H = N_S \cdot \delta h = N_S \cdot B/q = N_S/(v_S \cdot B) = L_S/v_S \quad (\text{III.76})$$

beträgt. (Wenn v_S von x abhängig ist, und somit q und δh ebenso, muß man natürlich integrieren, um L_H zu bekommen.) Der Zusammenhang von v_S mit der SH-Geschwindigkeit v_0 und der Scanrate f_s ist folgender:

$$v_0 = \delta h/\delta t = \delta h \cdot f_s = (\delta\nu/v_S) \cdot f_s = (B/q) \cdot f_s. \quad (\text{III.77})$$

Dabei ist δt die Zeit pro Scan-Pixel, also gleich $1/f_s$.

Bei AOSn kennt man die Gesetzmäßigkeit /Kor 80, S. 125/

$$N_S/T_B = \Delta f_{AOS}, \quad (\text{III.78})$$

wobei Δf_{AOS} der Zeitfrequenzumfang des Schallsignals ist, und T_B die Laufzeit des Schalls durch die Pupille. Ein entsprechendes Gesetz läßt sich auch für HS aufstellen:

$$N_S/T_B = N_S/(B/v_0) = N_S \cdot \delta\nu \cdot v_0 = L_S \cdot v_0 = \Delta f_{HS}. \quad (\text{III.79})$$

Dem letzten "==" liegt dabei eine Verallgemeinerung der Definition der Zeitfrequenzbandbreite zugrunde. Im 1D-Fall der AOS war klar:

$$\Delta f_{AOS} := f_{\max} - f_{\min} = v_0/q_{\min} - v_0/q_{\max} = v_0 \cdot (v_{\max} - v_{\min}) = v_0 \cdot \Delta v_{AOS} \quad (\text{III.80})$$

Im 2D-HS-Fall definieren wir allgemeiner:

$$\Delta f_{HS} := v_0 \cdot \Delta v_{HS} := v_0 \cdot \int_S |dv| = v_0 \cdot \int_{L_H} |dv/dx| dx = v_0 \cdot \int_{L_H} v_s dx = v_0 \cdot L_s. \quad (\text{III.81})$$

Für den Fall konstanter holografischer Scan-Geschwindigkeit v_s läßt sich Gleichung III.79 umschreiben in /Leg 78/:

$$N_S / \delta t = N_S / (T_B / q) = q \cdot \Delta f_{HS}, \quad (\text{III.82})$$

was in sinnentsprechender Weise auch für AOS gilt. Ein Fall mit konstantem v_s liegt in unserem Linien-Scan-Beispiel mit FZP als SH vor (siehe oben ab Gleichung III.55). Dort entnimmt man aus Gleichung III.58

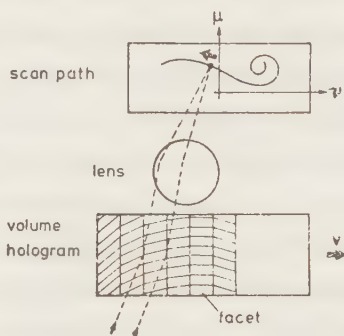
$$|q| = B^2 / (\lambda |f_q|), \quad (\text{III.83})$$

und sieht, daß q durchaus große Werte annehmen kann, was bei allgemeinem Scan-Pfad die diskutierten Aberrationen verbieten.

Bis hierher wurde die Grundform des CGH-HSs diskutiert. Als Erweiterungen des Konzepts ist die Addition zusätzlicher Phasen-Terme in Gleichung III.64 denkbar, aber das CGH-SH könnte auch die Beugungsamplitude beeinflussen. Phasen- und Amplituden-Zusatz-Terme könnten z.B. genutzt werden, um bestimmte Scan-Muster zu erzeugen, oder um Scan-Aberrationen zu begegnen. Ein derartiger allgemeiner CGH-HS ist aber meines Wissens noch nicht eingesetzt worden, einfachere wurden aber schon realisiert. Die erste einfache Verallgemeinerung bestand darin, daß man in Gleichung III.64 einen y -abhängigen Phasenterm addierte, um x - und y -Fokus-Wirkung aneinander anzupassen. Man erhielt dann eine FZP für einen Linien-Scan /Bry 76/, und konnte in einem anderen Fall die Scan-Aberrationen bei einem Laser-Materialbearbeitungs-HS günstig beeinflussen /Cam 78/. Die zweite Verallgemeinerung bestand in der Einführung zusätzlicher x -Phasenterme, um einen Linien-Scan-Pfad bei konvergenter Beleuchtung zu ebnen, was auch gut gelang, aber zu Lasten der Linearität des Scans /Bry 76/. Dieses Beispiel zeigt, daß die Korrektur des einen Fehlers einen zweiten hervorrief, ein Dilemma mit diesem HS-Typ, aus dem man nur in Spezialfällen (wie z.B. dem Linien-Scanpfad eines FZP-HSs) entkommt.

Eine Befreiung von den x-Kontinuitätsproblemen bietet ein "Facetten-HS", der für jedes Scan-Pixel ein nicht zu kleines Hologramm-Stück, Facette genannt, bereitstellt /Ger 78, Ger 79/, siehe Bild III.10.

Bild III.10: Prinzip eines
Facetten-Holoscanners.



Im Limes kleiner Facetten erhalten wir bei stetigem Scan-Pfad natürlich wieder das kontinuierliche SH. Bei einem Scan-Pfad aus diskreten nicht-benachbarten Punkten ergibt sich ein solcher Facetten-HS automatisch. Bei stetigem Pfad kann man ihn erzwingen, indem man diesen aus diskreten Punkten zusammensetzt, deren Reihenfolge frei wählbar ist, wenn dies die Scan-Aufgabe zuläßt. Diese Wahl hängt mit der Art der Beleuchtung des Facetten-HSs zusammen, und mit der Facettengröße. Anzustreben sind möglichst kleine Facetten, damit schon ein kurzes SH viele Pixel adressieren kann, und eine einfach mit dem SH zu koordinierende Beleuchtung. Das wird oft eine kontinuierliche Beleuchtung sein; aber bei der Material-Bearbeitung z.B. kann pulsierende Beleuchtung erforderlich sein.

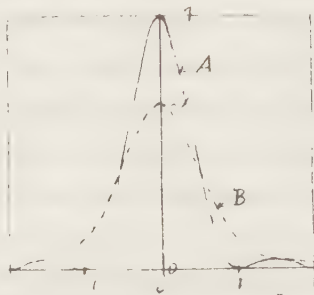
Besprechen wir zunächst pulsierende Beleuchtung, wobei die Facetten sich während der Beleuchtung praktisch nicht bewegen sollen.--- Wenn jede Facette so groß ist wie die Pupille, und mit einem Lichtpuls bei richtiger Position beleuchtet wird, so hat man einen holografischen "Film-Projektor" vor sich, der (mangels Interferenz benachbarter Facetten) alle Freiheitsgrade des Scan-Pfads (in 3D) und des Scan-Musters (in 2D) besitzt, aber diese mit hohem Aufwand an Hologrammfläche erkauft.--- Wenn wir für jede zentrierte Facette einen Lichtblitz auslösen, aber bei schmaleren Facetten mehr als eine in der Pupille gleichzeitig rekonstruieren, dann

haben wir erstens eine reduzierte x-Auflösung, und zweitens können störende Interferenzeffekte auftreten. Die reduzierte x-Auflösung mag in beträchtlichem Maße tolerabel sein, wenn man das Scan-Muster in die lokale Richtung eines kontinuierlichen Scan-Pfads dreht, aber nicht tolerierbar bei separaten Scan-Pfad-Punkten. Bei stetigem Scan-Pfad wird mit reduzierter Längsauflösung bei altem Punktabstand aber der kohärente Überlapp benachbarter Punkte zum Problem, und zwar zeitlich und örtlich. Das zeitliche Problem besteht in den Intensitätsfluktuationen an einem Scan-Ort; das örtliche Problem liegt in der durch Interferenzeffekte verursachten Verformung des Scan-Pfads, welche stark von der Phasenlage der Facetten zueinander abhängt. Das sieht man schnell ein, wenn man sich den Grenzfall vieler simultan beleuchteter Facetten überlegt, die zusätzlich zu ihrer Ablenkinformation eine innerhalb jeder Facette konstante Zufallsphase tragen. Eine refraktive optische Komponente mit diesem Charakter ist z.B. der außeraxiale Teil einer Fresnel-Linse in Kontakt mit einer gleich "groben" Mattscheibe. Letztere bestimmt dann hauptsächlich den diffusen Charakter der rekonstruierten Lichtverteilung, wie man schnell nachrechnet. Gegen diesen "Mattscheibeneffekt" kann man Folgendes tun: Zum einen kann man die Phase benachbarter Facetten (für benachbarte Pixel) geschickt wählen und/oder iterativ optimieren. (Bei interferometrischer Konstruktion der Hologramme in den Facetten, ist die richtige Phase nicht ganz einfach herzustellen.) Zum andern kann man partiell-kohärent beleuchten, und so Interferenzeffekte vermindern. Zum dritten kann man evtl. nicht-benachbarte Pixel eines diskretisierten, ursprünglich stetigen Scan-Pfads simultan kohärent beleuchten und so durch örtlich getrennte Pixel bzw. Muster deren Interferenz unterdrücken. Zum vierten kann man unpolarisierte Beleuchtung und alternierende Polarisatoren auf den Facetten verwenden. Und fünftens lassen sich FarbfILTER vor den Facetten und "weiße", aber spatial kohärente Beleuchtung verwenden.

Kommen wir nun zur kontinuierlichen Beleuchtung.-- Die Probleme hierbei liegen ähnlich wie bei der pulsierenden Beleuchtung. Die nach dem Scan verbleibende Belichtung wurde in allgemeiner Form schon in Gleichung III.48 angegeben. Charakteristisch ist bei einer Facetten-Struktur des SHs, daß bei (z.B.) konstanter Beleuchtung alle x-Bruchteile einer Facette einmal

zur Rekonstruktion beitragen, was eine zusätzliche x -Verschmierung bedeutet. Im Fall der Facettenbreite gleich der Pupillenbreite B , und bei Trennung der Facetten durch ein opakes SH-Stück ebenfalls der Breite B , erhalten wir keine Interferenzen benachbarter Facetten, sondern nur eine "inkohärente" Verschmierung. Diese wirkt sich bei einer Facette mit regulärem Gitter in x -Richtung so aus, daß wir als Intensität (anstelle einer sinc^2 -Funktion bei gepulster Beleuchtung) eine (bei gleicher Gesamtenergie) niedrigere, breitere und glattere Funktion erhalten, siehe Bild III.11, die (statt 0,9) nur 0,8 der Gesamtenergie im Zentral-Peak enthält. Dieser Energieverlust ist oft akzeptabel und der nicht-oszillatorische Peak-Charakter

Bild III.11: 1D-Rekonstruktion einer linear bewegten Scan-Hologramm-Facette mit regulärem Gitter ohne Interferenzeffekte durch Nachbar-Facetten. Kurve A gilt für gepulste Beleuchtung, Kurve B für konstante Beleuchtung mit gleicher Gesamtenergie.



meistens erwünscht. Allerdings erkaufen wir das mit einem langen Hologramm und dem vollen Energieverlust während der halben Zeit, d.h. mit Energienutzungsgrad $\text{ENG} = 1/2$ nur. Wenn wir die Facetten näher zusammenrücken und sogar schmaler machen, bekommen wir zusätzlich die schon diskutierten Interferenzeffekte. Man kann dann von einem (meist unerwünschten) kohärenten und einem (meist erwünschten) inkohärenten Anteil in der Rekonstruktion sprechen. Dem kohärenten Anteil läßt sich z.B. mit den oben erwähnten fünf Methoden begegnen.

Zum Schluß dieses § III.1.f fassen wir zusammen: Die CGH-HS waren der historisch erste Ansatz, Flexibilität im Scan-Pfad zu erhalten, ihn also insbesondere von der SH-Bewegung zu entkoppeln. Das gelingt auch sehr gut, allerdings im allgemeinen Fall nur mit hohem Aufwand an Hologrammzellen. Translation und Fokussierung in derselben Achse sind beim

kontinuierlichen SH nicht unabhängig, so daß 3D-Scan dadurch nur eingeschränkt möglich ist. Diese Einschränkung läßt sich durch das Facetten-HS-Konzept aufheben, welches in durchschaubarer Weise auch beliebige 2D-Scan-Muster auf einem 3D-Scan-Pfad zu erzeugen gestattet. Für den Facetten-HS gilt übrigens, ebenso wie für den entsprechend betriebenen AOS, die in Gleichung III.79 ausgedruckte Gesetzmäßigkeit, im Gegensatz zur Aussage in /Leg 78/, wo sich die Autoren verrechnet haben.

Welche Verbesserungen sind beim CGH-HS noch wünschenswert? ---Zum einen wünscht man sich ein verbessertes Konzept, welches einen allgemeinen 3D-Scan-Pfad mit (evtl. eingeschränkten Freiheitsgraden im) Scan-Muster mit weniger Hologramm-Aufwand und ohne Aberrationen erzeugen kann.--- Zum anderen ist die Lichtausbeute der CGHs noch ein schwacher Punkt, denn binäre gebleichte CGHs beugen maximal etwa 40 % der einfallenden Lichtleistung in die 1. Ordnung (vgl. § II.3). Dicke Phasenhologramme oder auch Echelettes (blazed gratings) wären ideal, da sie 100 % Beugungseffizienz (BE) zulassen. Mit annähernd dieser hohen BE sind diese Hologrammtypen aber mit CGH-Techniken bis jetzt meines Wissens nicht herstellbar gewesen, obwohl es Ansätze dazu gab (z.B. /Cas 78/), sondern nur interferometrisch. CGH-Techniken erschienen aber als einzige Methode, relativ große und komplizierte Hologramme zu produzieren. Interferometrisch ist es eine praktische Unmöglichkeit, ein großes Hologramm mit einer definierten komplizierten Struktur in ein paar wenigen Belichtungen herzustellen. Auf diese Weise kann man nur große Hologramme mit einfacher Struktur produzieren, wie z.B. FZPn, was nur entsprechend einfache Scan-Pfade ermöglicht. Als Ausweg aus dieser Situation habe ich daher das "computer-interferometrische Hologramm" (CIH) vorgeschlagen und mit S.K. Case's Hilfe als dicke Phasenhologramme aus Dichromat-Gelatine verwirklicht /Ger 79, Cas 80, Cas 80a, Cas 81/. Ein solches CIH setzt sich aus vielen kleinen Teilen, Facetten genannt, zusammen, in denen interferometrisch-optisch einfache Interferenzmuster aufgezeichnet werden, indem man z.B. sphärische oder ebene Wellen interferieren läßt. Bei sehr vielen Facetten, z.B. 10^4 bis 10^6 , geht das praktisch nur mit Hilfe eines Rechners (daher "computer-interferometrisch"), der die ihm bekannte Hologramminformation auf diese Weise aufzeichnet, was analog zum rechnergesteuerten

Plotten eines CGHs zu sehen ist. Diese Methode behält also weitestgehend die Flexibilität eines CGH-SHs bei, und erlaubt theoretisch 100% BE, was auch praktisch fast erreicht wurde (wenn man durch Beschichtung vermeidbare Oberflächen-Reflexionen abrechnet). Das CIH-Konzept, das zuerst auf HS angewendet wurde, hat aber eine größere Bedeutung, und kann zur Konstruktion allgemeiner holografisch-optischer Komponenten verwendet werden /Ger 81, Ger 81b/, weil es eine einfache Konstruktion einer allgemeinen Hologrammstruktur erlaubt --- Ein weiterer Verbesserungswunsch beim CGH-HS ist, seine höheren Beugungsordnungen zu unterdrücken, um mehr Arbeitsfeld zu haben. Auch dieser Wunsch wird durch das CIH-HS-Konzept erfüllt. Praktisch das ganze gebeugte Licht fällt in eine einzige (erste) Ordnung. --- Weiterhin wünscht man sich größere CGHs mit mehr Zellen auf weniger Fläche /Bry 76/. Dieses Problem entsteht insbesondere, wenn man nur normale Plotter hat. Aber auch teure Filmschreiber mit mehr adressierbaren Positionen kommen schnell an ihre Grenzen. Erst das direkte Aufzeichnen des SHs ohne weitere Verkleinerungsschritte löst dieses Problem. Eine Möglichkeit hierzu ist wiederum das CIH- Konzept.

Entscheidend für die Anwendbarkeit flexibler HS bleibt aber Punkt 1 unserer Aufzählung, § III.2 soll Möglichkeiten aufzeigen, diese Anforderung zu erfüllen.

III.2. Multihologramm-Scanner

In diesem Paragraphen soll von HSn die Rede sein, bei denen das Licht mehr als ein Hologramm nacheinander durchläuft. Dabei soll auch zugelassen sein, daß dasselbe Hologramm in einem gefalteten System mehrmals benutzt wird. Solche Scanner-Systeme kann man auch als Tandem-Holoscanner bezeichnen.

III.2.a Allgemeine Eigenschaften

Tandem-Holoscanner können unabhängig von der speziellen Konfiguration eine Reihe von Merkmalen aufweisen, die nun erläutert werden sollen. Positive Eigenschaften werden mit "+" und negative mit "-" markiert:

+ Mehrere Scan-Hologramme (SHe) bedeuten mehr Freiheit in der Wahl der Scan-Pfade durch unabhängige Bewegung der SHe. Das kann soweit getrieben werden, daß die SH-Bewegungen

direkt dem Scan-Pfad entsprechen, z. B. seinen orthogonalen Komponenten. Ausgenutzt werden kann diese Bewegungsfreiheit z. B. zum wahlfreien Zugriff.

+ Mehr SHE können z. B. mehr Pixel adressieren. Wenn jedes von zwei SHen N Pixel adressieren kann, so schafft man mit beiden zusammen N^2 Pixel (bei Unabhängigkeit der SHE). Im allgemeinen kann als Scan-Kapazität des Gesamt-Systems das Produkt der Scan-Kapazitäten seiner Komponenten erreicht werden.

+ Mehr SHE können auch mehr Freiheit im Scan-Muster ermöglichen.

+ Mehrere SHE können nicht nur genutzt werden, um orthogonale Scan-Aufgaben zu erfüllen, sondern auch um ihre Scan-Aberrationen gegenseitig zu kompensieren. Auf diese Weise kann es gelingen mehr Scan-Kapazität mit weniger Hologrammzellen zu erzielen.

- Beugung an mehreren SHen hintereinander kann großen Lichtverlust bedeuten. Deshalb ist hohe Beugungseffizienz (BE) in jeder Stufe anzustreben, wie sie z. B. dicke Phasenhologramme aufweisen (vgl. das CIH-Konzept am Ende von § III.1.f), wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist.

- Außer dem Lichtverlust der interessanten Beugungsordnung können andere Beugungsordnungen das Arbeitsfeld einschränken. Auch dagegen helfen dicke Phasenhologramme, die praktisch alles Licht in eine einzige Ordnung lenken.

- Auch statistisches Stör- und Streulicht nimmt mit der Anzahl der Komponenten zu. Dazu kann man auch Oberflächen-Reflexe zählen.

- Ein Tandem-HS-System ist komplexer als ein Einzel-HS-System, und damit i.a. teurer, fehleranfälliger, schlechter wartbar, und so fort.

III.2.b Zweidimensionaler anamorphotischer Holoscanner

Bild III.12 zeigt das zu besprechende spezielle Tandem-System, welches zwei unabhängig bewegte SHE in einem anamorphotischen optischen System benutzt und einen beliebigen 2D-Scan-Pfad erzeugen kann. Dieses von mir wiederentdeckte Konzept gab es schon vorher mit akustooptischen Zellen statt Hologrammen. Aber das holografische System hat gegenüber dem AOS einige bemerkenswerte neue Eigenschaften.

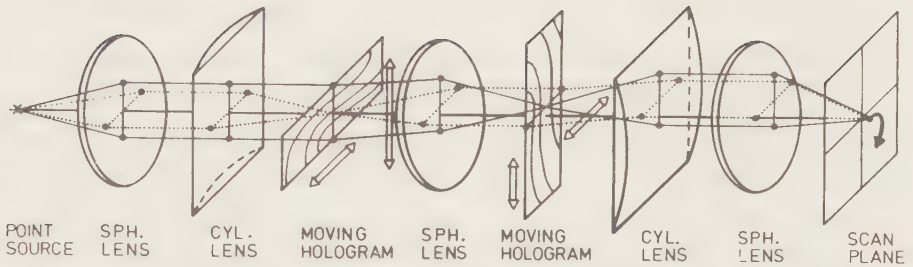


Bild III.12: Prinzip eines anamorphotischen Tandem-Holoscanners für 2D-Scan-Pfade (didaktischer Aufbau).

Zuerst sei das Funktionsprinzip kurz erläutert: Im wesentlichen haben wir je ein System wie in § III.1.e für x- und y-Ablenkung vor uns, also eine orthogonale Aufteilung einer 2D-Scan-Aufgabe. Jedes SH enthalte vorerst lokal reguläre Gitter in jeder vom Licht auszulesenden Spalte. Das erste SH bewegt sich in x und lenkt ab in y. Dadurch wird das zweite SH schon an der vom ersten angesprochenen μ - bzw. y-Koordinate ausgelesen, an der die richtige ν - bzw. x-Ablenkinformation stehen muß (!). Nach dem zweiten SH wird das gebeugte Licht wieder parallel gemacht bevor es in die Scan-Ebene fokussiert wird.

Die Lichtausnutzung kann bei diesem Tandem-HS mit dicken Phasenhologrammen nahe an den idealen 100%-Wert herankommen. Obwohl solche Hologramme i.a. einfallswinkel-empfindlich sind, kann das 2. SH mäßige Einfallswinkelvariationen gut verkraften, da diese im vorliegenden Fall in der durch SH-Normale und Gitterstrichrichtung aufgespannten Ebene erfolgen. Wenn sich das 2. SH nicht bewegt, ist die Einfallsrichtung für jede Spalte fest und bei der SH-Konstruktion (z. B. nach der CIH-Methode/Ger 79/) berücksichtigbar. Diese Möglichkeit besteht bei AOSn nicht.

Welche Freiheitsgrade stecken in diesem Konzept?

Wenn nach den möglichen Scan-Mustern gefragt wird, so haben wir unabhängig vom Scan-Pfad in jeder Spalte des 2. SHs die Möglichkeit mit N Zellen ein 1D-Muster mit N Freiheitsgraden

in Form und Lage frei zu wählen, das innerhalb des (der Einfachheit halber) quadratischen Scan-Gebiets von N^2 Pixel liegt. Das 2. SH kann auch eine 1D-Fokussierung enthalten und so die nachgeschaltete Optik vereinfachen helfen oder zum 3D-Scannen in der Tiefe beitragen. Das erste SH hat weniger Freiheiten, wenn Unabhängigkeit des Scan-Musters vom Scan-Pfad gewahrt werden soll. Es muß bei einem N^2 Pixel großen Scan-Gebiet ebenso (mindestens) N Zellen pro Spalte enthalten, um N vertikale Positionen (s. Bild III.12) ansprechen zu können. Wenn diese Adressierung mit regulären Gittern geschieht, dann wird aus dem 2. SH jeweils nur eine von N Spalten ausgelesen. x - und y - bzw. v - und w -Adressierung sowie das Scan-Muster des 2. SHs sind dann unabhängig voneinander. Gleichzeitig sieht man, daß das gebeugte Licht des 1. SHs Zugang zu N Spalten des 2. SHs braucht. (Es sei denn, wir verkomplizieren den Aufbau und führen eine mit der Ablenkung durchs 1. SH synchronisierte Spalt-Blende vor dem 2. SH mit.) Wenn wir also im 1. SH statt regulärer Gitter allgemeine 1D-Hologramme in den Spalten nehmen, dann beleuchten wir damit i.a. alle N (zugänglichen) Spalten des 2. SHs, beeinflussen also das 2D-Scan-Muster mit der ganzen Scan-"Geschichte" von N Spalten des 2. SHs. Beliebige 1D-Hologramme im 1. SH sind daher kaum sinnvoll. Aber einen Teil der 1D-Fokus-Wirkung der Optik davor ins 1. SH hineinzunehmen ist möglich und vereinfacht den Aufbau.

Kommen wir nun zu Scan-Kapazität und Aufwand an Hologrammzellen dafür, und gehen wir aus von einem N^2 Pixel großen Scan-Gebiet, worin ein beliebiger Scan-Pfad mit N_s Pixel Länge erzeugt werden soll. Der Hologrammaufwand dafür hängt von der Bewegungsfreiheit der SHe ab und von den Anforderungen an die Reihenfolge der Pixel im Scan-Pfad. Die Pixel-Reihenfolge kann zum einem beliebig sein, und zum anderen streng sequentiell entlang einem stetigen Scan-Pfad vorgeschrieben sein. Die Bewegungen der SHe können unabhängig oder starr gekoppelt sein, und außerdem unterteilt werden nach linearer Bewegung in eine Richtung nur, nach nicht-linearer und insbesondere beliebig ruckweiser Bewegung in eine Richtung nur, und nach beliebigen wahlfreien Sprüngen in beide Translations-Richtungen. Diese Bewegungsarten decken die wichtigsten realisierbaren Bewegungsarten ab. Für hohe Geschwindigkeiten kommt nur die (beschleunigungsfreie) lineare Bewegung in Frage, die am

Rand einer großen Scheibe oder Trommel annähernd verwirklicht ist, ideal jedoch mit einem Band realisierbar wäre, aber das geht nur bei geringerer Geschwindigkeit. Die einfache lineare Bewegung ist auch vom mechanischen Aufwand her, und dem der Ansteuerung der Mechanik komplizierteren Bewegungsarten vorzuziehen. Aus den vielen möglichen Kombinationen von SH-Bewegung und Pixel-Reihenfolge wollen wir hier nur die wichtigsten betrachten, nachdem ein vollständiger Überblick woanders gegeben wird /Ger 81c, Ger 81d/. Bei völlig wahrfreier und unabhängiger Positionierung beider SHe können N^2 Pixel beliebiger Reihenfolge mit je N^2 Zellen in jedem SH adressiert werden. Man braucht dann also nur 2 Zellen pro Pixel! Bei nur N_s beliebigen Pixel innerhalb von N^2 erhöht sich die Zahl ungünstigenfalls auf $2N^2/N_s$. Wenn beide SHe sich unabhängig und ruckweise in eine feste Richtung bewegen können, und wenn man die Scan-Pixel (z.B.) in aufsteigender Reihenfolge adressieren darf, dann benötigt man maximal N^2 Zellen im y -SH, und maximal $N_s \cdot N$ Zellen im x -SH, insgesamt also $N^2/N_s + N$ Zellen pro Pixel. Günstiger und einfacher kann es aber sein, eine beliebige Scan-Kurve in eine Folge von Funktionen $\nu(\mu)$ zu zerlegen, damit man in jeder Funktion pro μ -Position nur eine ν -Position hat. Das 2. oder ν -SH kann dann nämlich für eine solche Funktion stehen bleiben, während sich das 1. oder μ -SH linear bewegt! In diesem Fall werden (nur) $2N$ Zellen pro Pixel benötigt, und der Tandem-HS ist wirklich einfach, wenn man nur eine Funktion zu scannen hat. Mehrere Funktionen erfordern einen Wechsel des 2. oder ν -SHs, was evtl. Scan-Pausen erfordert. --- Je nach Anwendungsfall wird man eine oder eine Kombination der aufgezeigten Möglichkeiten auswählen müssen.

Hervorhebenswert ist bei diesem anamorphotischen HS auch, daß er (mit regulären Gittern in den SH-Spalten) beliebige 2D-Scanpfade völlig ohne Aberration durchlaufen kann, und das geht u.U. mit einer Scan-Redundanz von nur 2 bis $2N$ Zellen pro Pixel (wie wir soeben gesehen haben)!

Außerdem kann extrem schnell abgelenkt werden, da das SH für ein Pixel nur um eine Spalte weiterbewegt werden muß. Die Scanrate kann bei 500 m/s SH-Geschwindigkeit und $1 \mu\text{m}$ Spaltenbreite 500 MHz betragen!

Dieser HS-Typ hat also sehr günstige Eigenschaften, die sich in vielen Anwendungen wirklich ausnutzen lassen (vgl. Kap. IV). Nur bei Materialbearbeitungsproblemen, wo sehr hohe

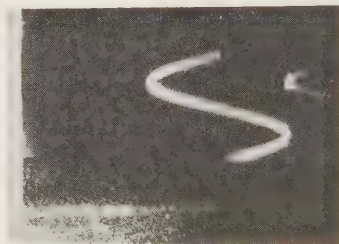
Licht-Leistungsdichten auftreten, mag die Anwendbarkeit wegen der Gefahr der Zerstörung der SH weniger gegeben sein.

A. Lohmann wandte auch ein, daß anamorphotische HS rauschempfindlicher sind als HS mit großen 2D-Hologrammen, in dem Sinne, daß ein Staubkorn auf dem SH bei 1D-SHs prozentual mehr ausmacht. Das ist richtig. Die Anwendung wird die praktische Bedeutung dieser Gefahr zeigen.

Bild III.13 zeigt ein experimentelles Ergebnis eines anamorphotischen HSs, wie er in Bild III.12 dargestellt ist. Die verwendeten SHs sind dieselben wie die in §III.1.e, Bild III.8 verwendeten. Das 1. SH macht eine lineare μ -Ablenkung, das 2. eine diskrete sinusförmige γ -Ablenkung.

Bild III.13: Diskreter Sinus-Scan-

Pfad, erzeugt mit einem anamorphotischen Holoscanner mit zwei Hologrammen in deren jeweils erster Ordnung.



III.2.c Moiré-Holoscanner

Moiré-Erscheinung nennt man das deutlich sichtbare Auftreten niedriger spatialer Frequenzen (d. h. grober Streifenmuster), wenn man gitterähnliche Transparenzen hoher spatialer Frequenzen in Kontakt bringt oder aufeinander abbildet. Dieser Effekt wurde vielfach untersucht /Bry 76a/ und u. a. zur Messung der optischen Übertragungsfunktion ausgenutzt /Loh 57/.

Moiré-Erscheinungen lassen sich auch gezielt konstruieren und z. B. durch Drehung oder Verschiebung der beteiligten Komponenten gegeneinander definiert verändern. Solche definierte Änderungen spatialer Frequenzen sind genau das, was HS brauchen und ausnutzen. Moiré-HS sind schon realisiert worden, nur hat man sie bisher nicht so genannt. Im Folgenden wollen wir allgemeine Aspekte solcher Systeme besprechen.

1) Gegenläufig rotierende Gitter:

Zwei mit konstanter Drehzahl gegenläufig rotierende Gitter können eine gerade Linie scannen.

Ein solcher Moiré-HS wurde zuerst in /Bra 73/ vorgeschlagen und später in /Wya 75/ genauer analysiert. Die gerade Linie entsteht (u.a.) in vertikaler Richtung, wenn man die beiden Gitter anstelle des einen in Bild I.1 verwendet und mit parallelen vertikalen Gitterlinien die gegenläufige Rotation beginnt. Die gerade Linie entsteht dadurch, daß die +1. Ordnung des 1. Gitters am 2. Gitter nochmal gebeugt wird, wobei die -1. Ordnung das Licht wieder in die vertikale Linie "zurückholt". Die (+1,-1)-Ordnung tut also das Gewünschte. Die anderen Kombinationen von Beugungsordnungen stören z. T. und bedeuten auch Lichtverlust. Höhere Ordnungen, deren Ordnungsnummern-Summe Null ergibt, fallen ins Gebiet der Scan-Linie, haben aber eine andere Geschwindigkeit, und hatten im Fall zweier Echelette-Gitter (blazed gratings) eine so geringe Helligkeit, daß sie keine Probleme verursachten /Wya 75/. Aber die (0,0)-Ordnung in der Mitte der Scan-Linie mußte ausgeblendet werden. Außerdem ist bei konstanter Drehzahl der Gitter der Scan nicht linear und kann nur durch geeignete Gitterwahl annähernd linearisiert werden /Wya 75/. Man findet schnell, daß Scan-Kapazität, Scan-Rate und Scan-Redundanz bei diesem Moiré-HS ungünstiger liegen als beim einfachen Gitter-HS von § III.1a. Obwohl man das optische System des Moiré-HSs falten kann, und so nur ein einziges Gitter benötigt /Wya 75, Loh 66a/, dürfte dieser HS nur in Spezialfällen anderen vorzuziehen sein.

2) Gegeneinander verschobene Fresnel-Zonen-Platten (FZPn):

Verschiebt man zwei FZPn in x gegeneinander, so entstehen die sogenannten Schuster-Streifen /Loh 61/ in y. Sie stellen ein regelmäßiges Gitter dar, dessen Frequenz der Verschiebung proportional ist. Linear gegeneinander bewegte FZPn können also durch "Beugung an den Schuster-Streifen" eine gerade Linie linear absキャンen. Diese interessante Methode kann aber den Linien-Scanner mit einer einzigen linear bewegten FZP kaum schlagen.

3) Variable Fresnel-Zonen-Platten (FZPn) /Loh 67/:

Durch geschickt gewählte Masken lassen sich zylindrische FZPn erzeugen, wenn man die Masken gegeneinander verschiebt. Nützlicher für Scan-Zwecke sind aber variable sphärische FZPn, die man sowohl durch Maskenverschiebung als auch durch Maskendrehung gegeneinander erzeugen kann. Diese Methoden vermeiden das umständliche Auswechseln von SHen mit sphärischen FZPn unterschiedlicher Brennweite, von dem am Ende von §III.1.f die Rede war. Man hat also eine diffraktive Zoom-Linse vor sich /Loh 70/. Wenn man die beiden Masken zusammen in x und y verschiebt, ohne ihre relative Lage zu ändern, dann kann man jeden 2D-Scan-Pfad erzeugen, und zusätzlich durch Verdrehung bzw. Verschiebung der Masken gegeneinander in der Tiefe scannen. Den 2D-Scan-Pfad innerhalb N^2 Pixel hätte eine in x und y unabhängig verschiebbare einzelne FZP alleine gekonnt und dafür N^2 Hologrammzellen gebraucht, also 1 Zelle pro Pixel nur. Mit den beiden Masken gelingt es, grob gerechnet, N^3 Adressen mit $2N^2$ Zellen anzusprechen; pro Adresse sind nur $2/N$ Zellen notwendig. Diese niedrige Zahl hat ihre Ursache vor allem darin, daß die SH-Bewegung den Scan macht, weniger das SH selbst.

Wir sehen also, daß die Kombination mehrerer SHe überraschende Fähigkeiten eröffnet. Insbesondere ist bei unabhängiger linearer Bewegung zweier SHe eine Entkoppelung von Ablenkung und Fokussierung erzielbar, was bei den CGH-HSn von §III.1.f störte.

Ganz allgemein kann man sich die Tatsache zunutze machen, daß das Produkt einer Phasenfunktion $\exp(i2\pi\varnothing(x,y))$ mit ihrem Spiegelbild $\exp(i2\pi\varnothing(-x,y))$ die geraden Potenzen von $\varnothing$ in x eliminiert und die ungeraden Potenzen verstärkt. Ablenkungsterme der Potenz x^1 bleiben also erhalten. Allerdings auch x^3 -Terme, die i.a. Aberration bedeuten, und klein gehalten werden sollen.

Experimente zu diesem Themenkreis wurden mit dicken Phasenhologrammen durchgeführt, welche nach dem CIH-Konzept konstruiert wurden /Ger 79, Cas 80, Cas 80a, Cas 81/. Allerdings wurde dabei nur das Prinzip der Durchführbarkeit des Tandem-HS-Konzepts mit hoher Lichtausbeute und beliebigem Scan-Pfad gezeigt, sowie die Fähigkeit zu hoher Scan-Kapazität.

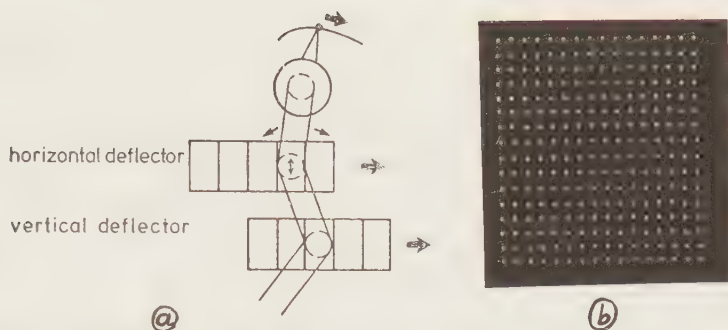


Bild III.14: a) Prinzip eines Tandem-Holoscanners mit x- und y-Facetten-Hologramm.

b) 256 Punkte, die mit 16 x- und 16 y-Facetten adressiert wurden.

Auf eine Minimierung des Aufwands an Hologrammfläche wurde dabei im Experiment noch kein Wert gelegt. Im ersten Experiment wurde für jede x- und y-Adresse je eine Facette mit regulärem Gitter von der Größe der Pupille vorgesehen (s. Bild III.14a). Damit wurde ein diskreter 2D-Rasterscan mit 256 Pixel erzeugt (s. Bild III.14b). Im zweiten Experiment machte das 1. SH x- und y-Ablenkung gleichzeitig, wiederum mit regulären Gittern in großen Facetten, und das 2. SH enthielt verschiedene FZPn, um einen 3D-Scan zu ermöglichen. Bild III.15 zeigt ein in dieser Konfiguration erzieltes experimentelles Resultat. Das 1. SH erzeugt auf einem 5x7-Raster die Buchstaben A und B. Mit dem 2. SH wurden sie in verschiedene Tiefen fokussiert. Das Bild wurde in der Fokus-Ebene für den Buchstaben A aufgenommen.



Bild III.15: Experimentelles Resultat eines 3D-Scans mit einem Tandem-Holoscanner.

III.2.d Allgemeine Tandem-Holoscanner

Im vorangehenden § III.2.c war von Tandem-HSn die Rede bei denen zwei oder (mehrere) SHe quasi in Kontakt miteinander, aber gegeneinander bewegt, die Ablenkung verursachen.

Unter allgemeinen Tandem-HSn wollen wir beliebige Konfigurationen zulassen, bei denen SHe nacheinander das abzulenkende Licht beeinflussen. Da man im völlig allgemeinen Fall wenig über die Leistungsfähigkeit eines solchen Systems aussagen kann, wollen wir uns einem konkreten Beispiel zuwenden, das ich "Korrelations-Holoscanner" genannt habe.

Dieser HS funktioniert nach der Idee, daß man in der Ausgangsebene eines optischen Systems, z. B. eines 4f-Aufbaus, einen Korrelationspeak erzeugt, der sich mit der Verschiebung eines Eingangssignals mitbewegt. Um dieses Prinzip zu verwirklichen, kann man die "Matched Filter" Technik anwenden (s. z. B. /Goo 68/). Das optische System muß dann die dem Eingangssignal $u(x,y)$ angepaßte ("matched") Filterfunktion $\tilde{u}^*(\nu,\mu)$ enthalten, und zwar in Form eines Hologramms, wenn wir von HSn reden wollen. Am Ausgang wird dann die Autokorrelation des Eingangssignals erzeugt, den man durch deterministische als auch durch statistische Eingangssignale deltaförmig bekommt, z. B. durch FZPn oder durch Mattscheiben. Im letzteren Falle entsteht aber neben dem Autokorrelationspeak Speckle-Licht, was für bestimmte Anwendungen unerwünscht sein kann. --- Dieser Korrelations- oder Matched-Filter-HS mag gegenüber einer einfachen in x und y bewegten FZP keinerlei Vorteile aufweisen. Ich finde das Funktionsprinzip aber so interessant und verallgemeinerungsfähig, daß ich ihn hier nicht auslassen wollte.

Damit möchte ich nun Kapitel III beenden und nur noch hinzufügen, daß ich hier gerne noch zwei nicht-holografische Ablenkertypen diskutiert hätte. Die Ideen dazu gingen nämlich aus den HS-Konzepten hervor. Aber aus Zeitgründen muß ich das unterlassen und auf künftige Veröffentlichungen verweisen.

IV. HOLOSCANNER-ANWENDUNGEN

Nachdem wir in Kapitel III viele HS-Konzepte und ihre Charakteristika kennengelernt haben, wollen wir nun einige interessante Anwendungen untersuchen und uns fragen, welches HS-Konzept das dafür geeignetste ist. Die zu diskutierenden Anwendungen sind weder eine vollständige noch eine repräsentative Auswahl. Anhand von Beispielen sollen vielmehr Anregungen und Einsichten vermittelt werden.

IV.1. Rasterscan

Schnelle Datenaufzeichnung auf parallelen Linien wurde mittels rotierender FZPn und Transport des Aufnahmемaterials gezeigt /Bei 73/. Informationsdarstellung im Fernsehrastrer erfordert aber x- und y-Ablenkung, und zwar schnell und ohne viel Totzeit am Zeilenende in x, und langsam in y (wenn man vom relativ schnellen Rücksprung an den Bildanfang absieht). Ein 2D-anamorphotischer HS (s. §III.2.b) kann diese Aufgabe mit hoher Datenrate leicht lösen, wenn das 2. SH die schnelle x-Ablenkung periodisch durchführt. Allerdings ist ein solches System mit vielen optischen Komponenten relativ komplex. Einfacher wäre ein überausgeleuchteter HS mit so vielen rotierenden FZPn wie der Zeilenanzahl entspricht. Bei 500×500 Scan-Pixel muß jede FZP 500^2 Zellen enthalten. Bei $(1\mu\text{m})^2$ Zellengröße ist ein Band mit 500 FZPn 25 cm lang und nur 0,5 mm breit, kann also am Umfang einer Scheibe oder Trommel von etwa 4 cm Radius angebracht werden! 1000^2 Scan-Pixel würden den vierfachen Radius erfordern, also etwa Langspielplattendurchmesser, was schon unhandlich ist.

IV.2. Kurvenscan

Wenn Kurven aus Liniensegmenten bestehen, kann man sie mit entsprechend vielen FZPn zu erzeugen versuchen. Kurven mit schwacher Krümmung und konstanter Geschwindigkeit (entlang der Kurve) lassen sich am einfachsten mit einem CGH-HS (s. §III.1.f) erzeugen. Schwierigere Kurvenformen und diskrete Scan-Punkte sind mit mehr apparativem und Hologramm-Aufwand mit Facetten-HSn (s. §III.1.f-Ende) oder 2D-anamorphotischen HSn (s. §III.2.b) generierbar. Für 3D-Kurven eignet sich der Einzel-hologramm-Facetten-HS oder ein Tandem-HS mit holografischer Zoom-Linse (s. §III.2.c).

An dieser Aufzählung sieht man, daß es den idealen Kurven-HS eigentlich (noch) nicht gibt, denn er sollte einfachen Aufbau, einfache Ansteuerung, wenig Hologrammaufwand und beliebigen Scan-Pfad bei hoher Scan-Rate in sich vereinigen.

Kurven-Scan wäre z. B. für Materialbearbeitungszwecke, oder für die Zeichengenerierung, oder für die Informationsverarbeitung wichtig. Waren-Code-Scanner im Supermarkt sind ein Beispiel für die Informationsaufnahme entlang komplexer Scan-Pfade, die man z. B. mit festen Hilfsspiegeln und einfachen FZPn erzeugt /Ike 79/.

IV.3. Wahlfreie Adressierung

Sehr schnelle HS können bei einer linearen Bewegung nur vorbestimmte Adressen anwählen. Wenn man aber mäßig schnellen wahlfreien Zugriff haben will, kann man eine FZP ruckartig in x und y verschieben. Diese Methode hat Ähnlichkeit mit Galvanometer-Spiegel- Scannern (GSSn). Aber die "random-access-FZP" weist dem gegenüber einige klare Vorteile auf:

- a) Die FZP kann gleichzeitig ablenken und fokussieren, reduziert also die System-Komplexität.
- b) Die FZP adressiert Punkte in einer Ebene, und zwar völlig linear entsprechend ihrer Translation.
- c) Die FZP kann sehr schnell versetzt werden, denn im Vergleich zur Drehung eines Spiegels können die Beschleunigungskräfte günstiger, nämlich in der FZP-Ebene angreifen, wodurch die für die Stabilität nötige Masse kleingehalten werden kann.

Noch geringere Masse und noch höhere Beschleunigung läßt sich erzielen, wenn die Kräfte nicht am Rahmen einer FZP, sondern an ihr selbst überall gleichmäßig angreifen. Das gelingt z. B. mit magnetischen Kräften, wenn die FZP aus entsprechendem Material gemacht wird. Bei Transmissions-FZPn könnten z. B. die opaken Ringe binärer FZPn magnetisierbar sein. Die Vorteile einer "random-access-FZP" gegenüber einem GSS sind also beeindruckend, müssen sich aber erst technisch durchsetzen.

IV.4. Kryptographie

HS können zur Bild-Ver- und -Ent-Schlüsselung eingesetzt werden, indem man die Pixel-Positionen in einem Bild mittels eines SHs beliebig vertauscht. Bei einem N^2 Pixel großen Bild gibt es dafür (N^2)! Möglichkeiten, eine schon für $N=100$ astronomisch hohe Zahl, die hohe Decodersicherheit zu erreichen hilft, insbesondere wenn auch noch andere Maßnahmen (wie Grauwert-Verschlüsselung) ergriffen werden. Für die Pixel-Vertauschung halte ich den 2D-anamorphotischen HS (s. §III.2.b) für am geeignetsten, weil er jede Bildspalte im "Funktionsmodus" mit jeweils einem anderen 2. SH verarbeiten kann. Für 500^2 Pixel muß das 2. SH insgesamt 500^2 Spalten enthalten, die man u.U. auf 25 cm Länge unterbringt (vgl. §IV.1).

IV.5. Kohärent-inkohärent Wandlung

Wenn man hoch-monochromatisches aber spatial inkohärentes Licht benötigt, nimmt man häufig Laserlicht und zerstört dessen spatiale Kohärenz mittels einer bewegten Mattscheibe. Dadurch wird aber oft zuviel Licht zur Seite weggestreut und der Grad der Inkohärenz läßt sich schlecht wählen.

Nach einem mir von A. Lohmann unterbreiteten Vorschlag kann man diesen Lichtverlust umgehen und den Kohärenzgrad gezielt bestimmen, indem man die Pupille P eines optischen Systems (s. Bild IV.1) mit einem holografischen Lichtablenker H scannt. Das bedeutet, daß wir das Objekt O mit verschiedenen gekippten ebenen Wellen beleuchten, also eine ausgedehnte Lichtquelle S simulieren. Im Zeitmittel erzielen wir je nach Quellengröße eine partiell-kohärente optische Abbildung des Objekts O in die Bildebene I, bzw. eine partiell-kohärente Filterung mit einem Filter in der Pupille P. Völlig inkohärente Filterung liegt dann vor, wenn die Pupille und ihr Rand homogen abgescannt werden, und für die äußersten Scan-Positionen das mitgeführte Objekt-Spektrum nicht mehr mit der Pupillenapertur überlappt. Das bedeutet, daß die simulierte Quelle, die in die Pupillenebene abgebildet wird, entsprechend groß sein muß.

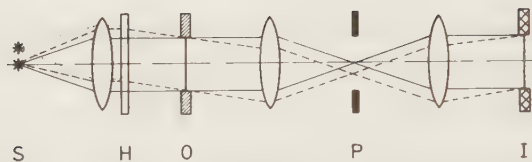


Bild IV.1: Prinzipieller Aufbau zur kohärent-inkohärent Wandlung durch Scannen der Pupille.

(S=Quelle, H=Holoscanner, O=Objekt, P=Pupille, I=Bild)

Nach diesem Prinzip wurde ein Experiment mit einem FZP-Rasterscanner /Ger 77/ durchgeführt. Resultate davon zeigt Bild IV.2. Das durch Rasterscan der Pupille entstandene partiell-kohärente Bild zeigt deutlich weniger Speckle-Rauschen als das rein kohärente Bild. Raster-scan, auch weit über den Pupillenrand hinaus, kann keine völlige Inkohärenz erzeugen, weil dadurch die Pupille nur in Zeilenrichtung homogen ausgeleuchtet wird! Zur Theorie darüber verweise ich auf /Cha 76/.

Bild IV.2: a) Rein kohärentes Bild eines Siemenssterns.

b) Partiiell-kohärentes Bild durch Rasterscan der Pupille.



a)



b)

Damit beenden wir Kapitel IV, obwohl ich über weitere Anwendungen (insbesondere zur Informationsverarbeitung durch Scannen) zu berichten wüßte, aus Zeitgründen aber hier nicht tun kann.

V. AUSBLICK

V.1. Holoscanner-Beurteilung

Wir haben in dieser Arbeit viele hervorragende Eigenschaften von Holoscannern kennengelernt. Die Erwartungen, die wir in §II.2 gehegt haben, hatten sich im Laufe von Kapitel III in hohem Maße als erfüllbar erwiesen. Deshalb werden sich meines Erachtens die Holoscanner einen wichtigen Platz zwischen Galvanometer- und Polygon-Spiegel-Scannern (GSSn und PSSn) einerseits und akusto-optischen Scannern (AOSn) andererseits erobern. GSS und PSS dürften durch Holoscanner noch mehr angegriffen werden als AOS. AOS haben nämlich als großen Pluspunkt die Möglichkeit der schnellen wahlfreien Adressierung, was mit mechanischen Ablenkern nicht zu erreichen ist. GSS und PSS dagegen können zwar Weißlicht auf einfache Weise ablenken, aber selbst diese Fähigkeit kann in Holoscannern eingebaut werden. Nur bei spatial inkohärentem weißem Licht ist mit Beugung wenig auszurichten; solches Licht wird man weiterhin mit Spiegeln, Prismen oder Ähnlichem ablenken.

Was die Anwendung von Holoscannern angeht, so sehe ich vor allem drei Aspekte, die den Einsatz von Holoscannern bestimmen dürfen. --- Der erste Aspekt ist die Fähigkeit von Holoscannern, einfache Scan-Pfade, z. B. gerade Linien, mit hoher Geschwindigkeit und Präzision zu erzeugen. Das dürfte bei den vielen Varianten der Informationsaufnahme, -darstellung und -aufzeichnung nützlich sein. --- Der zweite Aspekt ist die Nutzung der Flexibilität des Scan-Pfads. Diese Fähigkeit könnte bei der routinemäßigen Lasermaterialbearbeitung genutzt werden, muß sich aber erst gegen programmierbare Spiegelablenksysteme bzw. mechanische Verschiebeeinheiten durchsetzen, was bei der Massenproduktion gelingen dürfte. Aber auch schnelle periodische Informationsaufnahme entlang komplizierter Scan-Pfade können Holoscanner leicht ermöglichen. Beim Lesen von Balken-Codes auf den Waren im Supermarkt wurden schon die ersten Holoscanner kommerziell eingesetzt /OS 81/. Analoge Anwendungen wären denkbar. --- Der dritte Aspekt, der den Einsatz von Holoscannern bestimmen und allgemein begünstigen dürfte, ist der relativ niedrige Preis, zu dem Holoscanner-Systeme herstellbar sein dürften, zumal das Scanhologramm selbst manche Funktionen konventioneller optischer Komponenten mitübernehmen kann.

Die Zukunft von Holo-scannern beurteile ich also positiv.

Bis hierher war von den "traditionellen" mechanischen Holo-scannern die Rede. Akusto-optische Scanner kann man als speziellen Typ von nicht-mechanischen Holo-scannern ansehen. Ablenker, die mit akustischen Oberflächenwellen arbeiten, kann man analog betrachten. Die Entwicklung dieser Scanner ist im Fluß und ich erwarte, daß die bei mechanischen Holo-scannern gefundenen Konzepte auch bei den nicht-mechanischen ihren Niederschlag finden werden. Das würde völlig neue Möglichkeiten eröffnen, insbesondere wahlfreie Adressierung, schnelle elektronische Steuerung und keine mechanische Abnutzung. (In vielen Fällen ist aber mit Materialermüdung, Korrosion etc. zu rechnen.) Es lohnt sich meines Erachtens, solche nicht-mechanischen Holo-scanner weiterzuverfolgen.

V.2. Scannen mit Lichtgeschwindigkeit

Zum Schluß dieser Arbeit möchte ich noch ein Grundlagenproblem anpacken und fragen, ob man mit mehr als Lichtgeschwindigkeit scannen kann.

Die Antwort ist erst mal ja; denn wenn man einen Laserstrahl (z. B.) mit einer nur mäßigen Winkelgeschwindigkeit w ablenkt, dann erhält man in der Entfernung z als (Orts-)Geschwindigkeit des "Scanflecks"

$$v = w \cdot z.$$

(V.1)

Schon für mäßig große Werte von w und z kann v die Lichtgeschwindigkeit übersteigen. Das widerspricht der Relativitätstheorie nicht, nachdem es sich hier ja um eine Phasengeschwindigkeit handelt.

Die Frage ist aber, ob uns das etwas nützt, d.h. ob wir mit mehr als Lichtgeschwindigkeit Informationen über eine Objektstruktur erhalten oder Informationen so schnell aufzeichnen können. Die Antwort ist nein. Ein plausibler Grund dafür ist folgender: Um ein bestimmtes Objektpixel von der Ausdehnung der Lichtwellenlänge z. B. (um an die Grenze der Auflösung zu gehen) auszulesen oder zu beleuchten, sollte man mindestens eine Periode der Lichtwelle abwarten, damit ein sinnvoller Meßwert bzw. eine definierte Belichtung entsteht.

Eine konkrete Möglichkeit, einen Scan mit Lichtgeschwindigkeit nicht-mechanisch durchzuführen ist z. B. folgende: Man löst am Rande einer Scan-Linie einen Lichtblitz aus, der nur eine Wellenlänge lang ist, und läßt ihn die Scan-Linie entlang laufen, die so kurz sein soll, daß der Lichtpuls sich dabei noch kaum verlängert. Ein nahestehender Detektor sammelt dann das Streulicht ein. Ein solcher Lichtblitz ist natürlich nicht monochromatisch, sondern hat bei Ortsausdehnung $\delta x'$ die zeitliche Bandbreite

$$\Delta f = c / \delta x', \quad (V.2)$$

was dem Wellenlängenbereich

$$\Delta \lambda = \lambda^2 / \delta x' \quad (V.3)$$

entspricht. Monochromasie ist aber in vielen Fällen nicht nötig oder sogar unerwünscht. Ein "grüner" Lichtblitz von 1,5 Wellenlängen Dauer, hat ein Spektrum so breit wie das des sichtbaren Lichts, ist also durchaus brauchbar. Die mit ihm erzielbare Scan-Rate

$$f_s = c / \delta x' \quad (V.4)$$

nimmt bei $\delta x'$ von etwa $1\mu\text{m}$ (z. B.) Werte von etwa 10^{14} Hz an!

ANHANG A1. Abkürzungen und ihre Bedeutung

AOS	= Akusto-optischer Scanner
CCD	= charge coupled device = Ladungstransport-Schaltkreis
CGH	= computer-generated hologram = rechner-erzeugtes Hologramm
CIH	= computer-interferometric hologram = "rechner-interferometrisches" Hologramm
ENG	= Energie-Nutzungsgrad
FM	= Frequenz-Modulation
FZP	= Fresnel-Zonen-Platte
GSS	= Galvanometer-Spiegel-Scanner
HOE	= Holografisch-optisches Element
HS	= Holoscanner = holografischer Lichtablenker = holographic (laser) beam scanner
LIDAR	= Light Detection and Ranging, abgeleitet von RADAR (=Radio...)
OBBP	= Ortsbandbreiteprodukt
PAM	= Puls-Amplituden-Modulation
Pel	= siehe Pixel
Pixel	= Bildpunkt, siehe /Ger 80/
PSS	= Polygonspiegel-Scanner
SH	= Scan-Hologramm
SNG	= Scan-Nutzungsgrad
SNR	= signal-to-noise ratio = Rauschabstand
WL	= Wellenlänge
1D,2D,3D	= ein-, zwei-, dreidimensional

2. Übersetzungen einiger englischer Fachausdrücke

Dieser Abschnitt ist als Hilfe zur "Entschlüsselung" der englischen Beschriftung in den Bildern dieser Arbeit gedacht und stellt keine vollständige Sammlung einschlägiger Fachausdrücke dar. Diese wurden ja, soweit verwendet, schon im Text erläutert. Die Bedeutung einiger (englischer) Abkürzungen findet man oben in Teil A.1.

Englische Fachausdrücke und ihre Übersetzung:

arbitrary = beliebig	line = (gerade) Linie
beam = Strahl	moving = (sich) bewegend
circular = kreisförmig	path = Pfad
complicated = kompliziert	plane = Ebene
computer = Rechner	reconstr. = reconstruction = Rekonstruktion
cyl. = cylindrical = zylindrisch	reflected = reflektiert, gespiegelt
deflector = Ablenker	regular = regelmäßig, regulär
diffracted = gebeugt	rotating = rotierend
facet = Facette	source = Quelle
generated = erzeugt	sph. = spherical = sphärisch
grating = Gitter	translated = verschoben
incident = einfallend	transmitted = durchgelassen
lens = Linse	zone plate = (Fresnel-)Zonen-Platte

3. Nomenklatur mathematischer Ausdrücke

Hier sollen nur einige wenige nicht überall verwendete Schreibweisen mathematischer Beziehungen erläutert werden. Ausführlichere Formelsammlungen findet man z.B. in /Sch 79/ oder /Goo 68/.

a) Schema einer Definition:

[Neue Größe] := [Ausdruck mit bekannten Größen]

b) Integral: $\int := \int_{-\infty}^{+\infty}$

c) Faltung:

in 1D: $h(x) := f(x) * g(x) := \int f(x') g(x-x') dx'$

in 2D: $h(x,y) := f(x,y) * g(x,y) := \iint f(x',y') g(x-x',y-y') dx' dy'$

Wenn keine Verwechslungsgefahr besteht, wird die 2D-Faltung manchmal nur mit einem Operationssymbol (=Stern hier) symbolisiert. --- Bei Unklarheit, bzgl. welcher Variablen gefaltet wird, setzt man diese unter das Operationssymbol, z.B. so:

$$h(x,y_0) := f(x,y_0) *_{\bar{x}} g(x,y_0) := \int f(x',y_0) g(x-x',y_0) dx'$$

d) Korrelation:

in 1D: $h(x) := f(x) \otimes g(x) := \int f(x') g^*(x'-x) dx'$

in 2D: $h(x,y) := f(x,y) \otimes g(x,y) := \iint f(x',y') g^*(x'-x,y'-y) dx' dy'$

(Die "gesternete" Größe ist die konjugiert komplexe Größe).

Die Kommentare zur Faltung sind auch auf die Korrelation übertragbar.

f) Fourier-Transformation:

in 1D: $\tilde{f}(\nu) := \text{FOU}[f(x)] := \int f(x) e^{-i2\pi\nu x} dx$

in 2D: $\tilde{f}(\nu,\mu) := \text{FOU}[f(x,y)] := \iint f(x,y) e^{-i2\pi(\nu x + \mu y)} dx dy$

Die Kommentare zur Faltung treffen auch hier zu, und führen z.B. zu

$$\tilde{f}(\nu,\mu) := \text{FOU}_{\bar{x}}[f(x,y_0)] := \int f(x,y_0) e^{-i2\pi\nu x} dx$$

Die inverse Fourier-Transformation schreibt sich analog in bekannter Weise mit FOU^{-1} .

ANHANG BScanner und Informationstheorie

Kaum eine Frage, die mit Scannern zu tun hat, hat nicht informationstheoretischen Charakter. Die Informationstheorie beschäftigt sich mit Informationsverarbeitung (und nennt sich Informatik, wenn es vor allem um Computer geht), mit Informationsübertragung (und heißt dann oft Nachrichtentechnik) und Strukturen informationsaustauschender und -verarbeitender Systeme und der Beziehung der Bausteine untereinander (oft unter Regelungstechnik subsummiert, im weiteren Sinne Kybernetik genannt) /Bro 77, Ste 74/. Im Folgenden geht es mir um allgemeine Strukturüberlegungen, die nicht speziell auf Lichttablenker gemünzt sind, aber die Stellung von Scanner-Systemen im Vergleich zu anderen Strukturen aufzeigen und Anregungen für weitere Systemlösungen liefern sollen.

Ausgangspunkt: Scannen ist eine Lösungsmöglichkeit eines Verteilungsproblems!

Verteilen kann man Materie, Energie oder (an Energie gebundene) Information (nach dem heutigen Stande unseres physikalischen Weltbilds). Zu kontrollieren ist dabei die Quelle, das Ziel, der Weg, der zeitliche Ablauf und die "Menge" (solange man das zu verteilende Gut mit einem einzigen Parameter beschreiben kann). Bild B.1 zeigt ein mögliches Grundschemata eines Verteilungssystems.

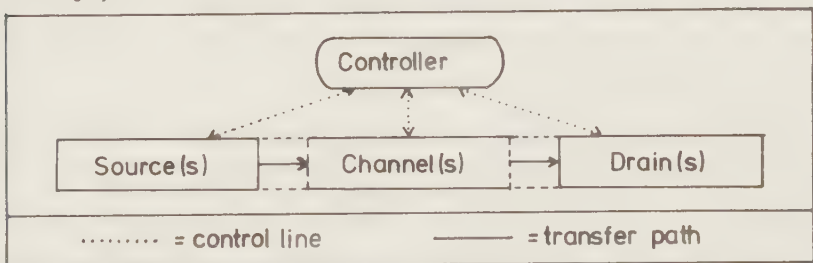


Bild B.1: Schema eines Verteilungssystems. (Controller = Steuerung; Source = Quelle; Channel = Kanal; Drain = Senke; = Kontrollverbindung; — = Transportweg)

a) Kontrollmethoden:

Gemäß dem Motto "Das Ganze ist mehr als die Summe der Teile" sei zuerst auf das Zusammenspiel der Komponenten eingegangen, also auf die Art wie das System zu steuern sei bzw. sich selbst kontrolliert. In Bild B.1 ist eine zentrale Steuerlogik als eine Möglichkeit angegeben. Es gibt aber auch verteilte Logik der unterschiedlichsten Verknüpfungsarten (hierarchisch/pyramidal, netzartig/horizontal, alle Verbindungen möglich oder nur zu nächsten Nachbarn, usw.). Ein wichtiger Spezialfall davon ist der, daß jede Komponente eine eigene Logik enthält (und in diesem Sinn von einem passiven zu einem aktiven Element gemacht wird), und daß die Kontrollpfade parallel zu den Transportwegen laufen oder mit ihnen zusammenfallen. Das Transportgut kann dann die Transportinformation mit sich führen, wie es beim Brief- und Paket-Transport durch die Post der Fall ist, oder beim Datenblock-Transport in digitalen Netzwerken ("packet switching"). (Ein optisches Beispiel ist das schief auf eine Sammellinse fallende parallele Lichtbündel, dessen Neigung zur optischen Achse den Ort codiert, wohin es in der hinteren Brennebene der Linse fokussiert wird.)

Die Art der Verteilung der Logik hängt mit dem Plan zusammen, den sie ausführt. Bei Zentralsteuerungen (z.B. von NC-Werkzeugmaschinen) findet man häufig vorgefaßte (Ablauf-)Pläne, die meist sequentiell und zyklisch abgearbeitet werden. Wenn jedoch der zu steuernde Vorgang den Ablauf mit beeinflußt, so spricht man (im engeren Sinne) von Kontrolle (und von adaptivem Verhalten in der Biologie) an Stelle von Steuerung. Streng sequentielle Teil-Pläne werden dann alternativ verwendet. Das Wort "sequentiell" kann man aber auch im Gegensatz zur parallelen Abarbeitung von Plänen in den Bausteinen einer verteilten Logik sehen. Dabei ist es oft so, daß kein konkret vorgefaßter "Plan" existiert, sondern nur eine allgemeine Strategie. Beides kann festverdrahtet ("hardwired") oder programmierbar sein. Bei einer Steuerung aber, welche die statistischen Schwankungen eines physikalischen Vorgangs umsetzt, spricht man üblicherweise nicht mehr von Plan oder Strategie. Ein solcher Fall liegt bei der Gamma-Kamera der Nuklearmedizin vor, wo der Ort eines Gamma-Quants aus dem Objekt sofort als Lichtpunkt am korrespondierenden Ort des Bildschirms einer Elektronenstrahlröhre angezeigt wird /Kre 80/.

Wenn wir jetzt außer von Kommunikation und Kooperation von Systemteilen auch von ihrer Kooperationswilligkeit reden würden, wären wir bei Psychologie und Soziologie angelangt. Deshalb lassen wir es jetzt mit den Kontrollmethoden bewenden und befassen uns mit dem, was zu kontrollieren ist.

b) Komponenten und Strukturen von scannenden und parallelen Systemen:

Anhand von Transportdiagrammen wollen wir für eine Klasse von Verteilungsproblemen das Scannen und die Parallelabarbeitung als Lösungsmöglichkeit betrachten. Ein Verteilungsproblem, das eine alternative Lösung erlaubt, lautet z.B.:

Jede von N unabhängigen Senken soll innerhalb der Zeit T die Menge M_n ($n = 1, \dots, N$) eines Transportgutes erhalten. Die Reihenfolge der Senken und der Zeitpunkt innerhalb T sei egal. Das Transportgut selbst soll beim Verteilen keine physikalische Wandlung (wie z.B. die von Licht-Energie in elektrische Energie) erleiden, und auch keine Umcodierung, welche von der Senke eine Decodierung erfordern würde.

b.1) Komponenten:

Jedes Verteilungssystem muß außer Quelle(n), Senken und Kanälen auch Schalter und Modulatoren enthalten. Wenn wir von Senkenmodulation absehen, bleibt noch die Möglichkeit Quelle(n) und Kanäle zu modulieren. Eine Lichtquelle über die elektrische Energiezufuhr (z.B.) zu modulieren, ist zwar praktisch bedeutsam, aber man kann sich so eine Quelle logisch auch als konstante Quelle mit nachgeschaltetem Modulator vorstellen, der aber auch woanders im Kanal liegen kann (siehe Bild B.2a). Statt Mengen-Modulation ist auch Zeitmodulation denkbar, wobei der Modulator als Schalter wirkt und folglich wegen evtl. im Kanal vorhandener Schalter entfallen kann. Diese Möglichkeit ist insbesondere für pulsierende Quellen interessant, wobei meist die Transportmenge nicht mehr kontinuierlich sondern in festen Portionen ("diskretisiert", "quantisiert") abgepackt wird. Mengen- und Zeit-Modulation sind auch kombinierbar (s. unten den Kommentar zu Bild B.2d). An (zeitliche) Frequenzmodulation einer (Punkt-)Quelle könnte man auch denken; aber bei Materie als Transportgut scheidet diese Möglichkeit aus; und bei

elektrischem Energietransport wollten wir auf Energiewandlungen bzw. -codierungen verzichten. Wenn wir z.B. statt (Energie-)Mengen (Energie-)Formen (oder Nachrichten) transportieren wollten, müßten wir den Modulator als Verteiler in verschiedene Form- (oder Nachrichten-) statt Mengen-Kanäle sehen.

Ein weiterer Aspekt der Komponenten ist ihre Gleichartigkeit, die praktisch wichtig ist. Wenn wir unterschiedliche Absorptionen von Senken haben, können wir das logisch den Kanälen zuordnen, die dorthin führen. Auch verschiedene Wege im Kanalnetz können zu Transportschwankungen führen, insbesondere durch die Schaltstellen. Die Schwankungen können Verluste sein, oder Einstreuungen, z.B. verursacht durch Übersprechen zwischen den einzelnen Kanälen. Wichtig sind auch Unterschiede der Quellen selbst und der Modulatoren. Bei deterministischen oder auch statistischen Kenntnissen solcher Fehler, ist die Möglichkeit von Korrekturmaßnahmen durch die Systemsteuerung zu überlegen. Zumindest sollten aber Auswirkungen und nachträgliche Kompensationsmaßnahmen klar sein.

Außer der Gleichartigkeit einer Komponentenart ist auch die Unabhängigkeit einzelner Komponenten ein wichtiger Systemgesichtspunkt. Unabhängigkeit kann natürlich durch geeignete Synchronisation aufgehoben werden. Dann spricht man von Kohärenz und erlebt u.U. ganz neue unerwartete Effekte, wie man z.B. von Lasern her weiß.

b.2) Strukturen:

Bild B.2b zeigt ein einfaches Parallelsystem mit lauter gleichen Komponenten. Gleichartigkeit und Unabhängigkeit aller Komponenten ist für die Funktion wichtig.

Im Parallelsystem von Bild B.2c befreit die eine Quelle schon von dem Problem der Quellenunterschiede. Mit einem (Haupt-)Schalter zwischen Quelle und Modulatoren könnte dieses Diagramm einen Filmprojektor mit Verschuß für den Filmtransport beschreiben.

Das System von Bild B.2d scheint nicht mehr parallel zu sein, weil die Senken durch den einen Modulator nicht mehr unabhängig bedient werden können. Jedoch muß das System nicht unbedingt seriell funktionieren, genausowenig wie die Systeme von Bild B.2b und B.2c parallel funktionieren müssen. Wie der Ablauf tatsächlich ist, legt die (nicht eingezeichnete) Steuerung fest. Und diese kann die erwünschte Verteilung an den Senken statt seriell auch dadurch

parallel erzeugen, daß die Kanalschalter bei konstanter Modulatorstellung nur für die jeweils richtige Zeit geschlossen werden. Bei Transportgut- Quantisierung in L Stufen teilt man die Gesamtzeit T dann in L Zeitintervalle ein. Es genügen jedoch schon $l = \text{Id}(L) + 1$ Intervalle oder $l + 1$ Schaltzeitpunkte, wenn die Ansteuerung für jede Senke daraus die richtigen auswählen kann. Mit einer um den Faktor $1/2$ stärkeren Quelle kann man die Schaltzeitpunkte bei geeigneter Modulatorsteuerung auch äquidistant machen, um die Schaltfrequenzen zu erniedrigen. Eine solche Lösung entspricht dem Prinzip einer Digital-Analog-Wandlung, auf viele Kanäle gleichzeitig angewandt. Die parallele D/A-Wandlung ist zwar reizvoll, aber der Steueraufwand hoch. Deshalb ist serielles Scannen u.U. vorzuziehen.

Bild B.2e zeigt ein System, was man auch im eben erläuterten D/A-Modus betreiben kann, was aber auch die Möglichkeit des Zeit-Multiplexing über einen Übertragungskanal zuläßt, was man auch Synchronscannen von Quellen und Senken nennen kann, und im künftigen digitalen Telefonnetz angewendet werden wird.

Ein System, das sich nicht mehr parallel steuern läßt, zeigt Bild B.2f. Es hat Ähnlichkeit zum sogenannten "Daisy Chain" Prinzip der Rechnerkopplung. Nicht alle Schalterstellungen sind sinnvoll.

Bild B.2g zeigt ein Scanner-System mit erniedrigtem Ansteueraufwand, denn alle Schalter einer Schaltebene können gleichzeitig betätigt werden. Alle Schalterstellungen sind sinnvoll (neutrale gibt es nicht) und es wird dann genau eine Senke zur Quelle durchgeschaltet. N Senken benötigen $\text{Id}(N)$ Schaltebenen, aber trotzdem noch $N-1$ Schalter, statt N sonst.

Damit wollen wir unsere Strukturüberlegungen für Systemkonzepte beenden und dem aufmerksamen Leser das Wiederauffinden im Hauptteil dieser Arbeit überlassen. (Weitergehende Betrachtungen zur Verteilung nicht nur eines sondern mehrerer Parameter, zu verkoppelten Abläufen und weiteren Komplikationen sind evtl. in den Wirtschaftswissenschaften zu finden.)

Noch ein Wort zur Urheberschaft der in diesem Anhang ausgeführten Gedanken: Aus meiner Sicht sind sie Allgemeingut. Vielleicht erscheint meine Anwendung auf Scanner originell. Wahrscheinlich gibt es ähnliche Strukturüberlegungen in Büchern über Rechnerarchitekturen. Ich

habe dort nicht nachgelesen. Das sollte man, um Strukturtheorie zu betreiben, was hier nicht meine Absicht war. Hilfreich für den Weiterforschenden könnten m.E. auch Topologie und Graphentheorie sein.

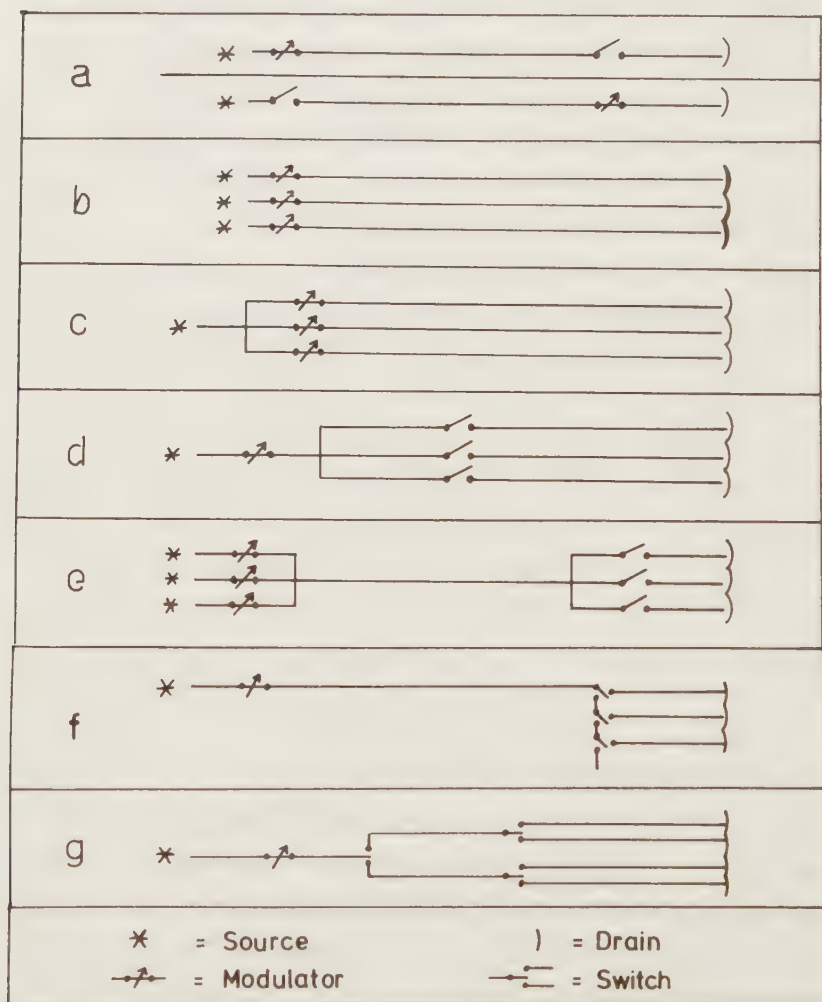


Bild B.2: Transportweg-Diagramme von Verteilungssystemen, Erläuterungen im Begleittext.

(Source = Quelle, Drain = Senke, Switch = Schalter.)

ANHANG CScannen und Interferenz

Gewöhnlich ist das aktive Scannen mit Laserlicht, oder das passive Scannen eines kohärent strahlenden Objekts ein inkohärenter Vorgang, wie in §1.4 erwähnt. Aber es gibt Ausnahmefälle, unter denen man stationäre Interferenz erlebt, wobei "stationär" Konstanz während der Pixel-Meßzeit bedeutet.

1) Interferenz am Detektor

Wenn das Objekt passiv gescannt wird und kohärent strahlt, kann von nicht-adressierten Objektpunkten Licht zum Detektor kommen, z.B. durch Streuung an Nebel /Sch 79/.

Auch wenn ein dunkles 3D-Objekt aktiv abgetastet wird, kann aufgrund optisch unterschiedlicher Wege das Licht nacheinander adressierter Punkte gleichzeitig am Detektor eintreffen, z.B. wenn Punkt 2 näher liegt als Punkt 1. Das rückgestreute Licht interferiert dann am Detektor, wenn die Kohärenzzeit des Laserlichts (welche etwa zwischen 0,1 und 100 ns liegt) größer ist als die Brutto-Scan-Zeit pro Objektpunkt (welche meist 100 ns überschreitet).

Beide Fälle können am (idealen) Detektor bis zur Informationsvernichtung führen (im statistischen und im absoluten Sinne).

2) Interferenz am Objekt

Wenn man (in Einklang mit der Relativitätstheorie) ein 3D-Objekt so schnell aktiv scannt, daß das Streulicht von vorher adressierten Punkten zur gleichen Zeit am gleichen Ort wie der Scan-Strahl eintrifft, dann gibt es dort Interferenz, sofern die Laufzeit des Streulichts mit der Kohärenzzeit überlappt.

Die Folge ist die falsche Lichtverteilung am Scan-Ort, was zum falschen rückgestreuten Signal führt.

Die oben aufgeführten Aussagen kann man auch in Formeln fassen und eine mathematische Beziehung hinschreiben, wie langsam man scannen sollte, um inkohärente Verhältnisse zu haben. Physikalisch ist das nichts Neues gegenüber obigen Aussagen.

Physikalisch wichtig ist jedoch beim aktiven Scannen die Tatsache, daß man auch nach der Kohärenzzeit für die Dauer der Kohärenzzeit stabile Interferenzen erhalten kann, und zwar nicht nur weil die Kohärenzzeit ein statistischer Mittelwert ist, sondern weil auch der nächste Wellenzug aus dem Laser noch die gleiche Frequenz, aber (nur) eine andere Phasenlage hat. Man sollte also mehrere Kohärenzzeiten lang ein Pixel messen, um Inkohärenz herzustellen. In diesem Sinne sind (aktive) Laserscanner inkohärenten Systemen äquivalent.

Die prinzipielle Äquivalenz von scannenden und konventionellen optischen Abbildungssystemen unter sehr allgemeinen Annahmen findet man in /Ker 77/ bewiesen. Dort sind jedoch die Effekte der Scangeschwindigkeit, insbesondere im Zusammenhang mit 3D-Objekten, nicht berücksichtigt worden.

LITERATURVERZEICHNIS

Dieses Verzeichnis ist nach dem ersten Autor einer Publikation und nach dem Erscheinungs-jahr geordnet. Standard-Lehrbücher sind mit (L) gekennzeichnet, Übersichtsartikel mit (R) (wie Review) und Vortragszusammenfassungen mit (A) (wie Abstract).

Häufig genannte Zeitschriften werden wie folgt abgekürzt:

AO = Applied Optics

JOSA = Journal of the Optical Society of America

OL = Optics Letters

OE = Optical Engineering

OC = Optics Communications

OA = Optica Acta

OS = Optical Spectra

LF = Laser Focus

Und Organisationen so:

DGaO = Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik

ICO = International Commission for Optics

OSA = Optical Society of America

SPIE = Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers

Zitate und zugehörige Arbeiten:

Barr81 H. H. Barrett, W. Swindell: "Radiological Imaging", Academic Press, New York etc.
(1981)(L)

Bar80 H. Bartelt; Dissertation, Erlangen(1980)

Bar81 H. Bartelt, A. Lohmann; "Signal Processing with Dimensional Transducers", zur Veröffentlichung eingereicht für: Conf. Proc. of SPIE Advanced Institute on "Transformations in Optical Signal Processing", Seattle, USA (1981)

Bea75 K.G. Beauchamp; "Walsh Functions and their Applications", Academic Press, London etc. (1975)(L)

Bei71 L. Beiser; U.S. Patent 3.614.193 (1971)

- Bei73 L. Beiser, E. Darcy, D. Kleinschmitt; Proc. Electro-Optical System Design Conf. (1973)
- Bei74 L. Beiser; "Laser Scanning Systems" (pp. 55-159) in Band 2 von "Laser Applications",
Editor M. Ross, Academic Press, New York (1974)(R)
- Bei77 L. Beiser; AO 16 (1977) 2361
- Bil80 J.W. Bilbro; OE 19(1980) 533 (R)
- Bra73 A. Brameley; U.S. Patent 3 721 486; AO12(1973)2780
- Bro69 B.R. Brown, A.W. Lohmann; IBM J. Res. Develop. 13 (1969) 160
- Bro73 I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew; "Taschenbuch der Mathematik", Verlag Harri
Deutsch, Zürich (1973)(L)
- Bro77 "Der Brockhaus in zwei Bänden", Band 2, Brockhaus-Verlag, Wiesbaden (1977)
- Bro61 "ABC der Optic", VEB F.A. Brockhaus-Verlag, Leipzig (1961)
- Bry75 O. Bryngdahl; OC 15 (1975) 237
- Bry76 O. Bryngdahl, W.-H. Lee; AO 15 (1976) 183
- Bry76a O. Bryngdahl; JOSA 66 (1976)87
- Bus80 G. Busse, A. Rosencwaig; Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 815
- Cam77 D.K. Campbell, D.W. Sweeney; JOSA 67 (1977) 1434 (A)
- Cam78 D.K. Campbell, D.W. Sweeney; AO 17 (1978) 3727
- Cas76 S.K. Case; Thesis, Ann Arbor, Michigan, USA (1976)
- Cas78 S.K. Case, W. J. Dallas; AO 17(1978)2537
- Cas80 S.K. Case, V. Gerbig; Annual Report 1979, Angewandte Optik, Physikal. Inst., Erlangen
(erschienen 1980)31
- Cas80a S.K. Case, V. Gerbig; OE 19(1980)711
- Cas81 S.K. Case, V. Gerbig; OC 36(1981)94
- Cau79 H.J. Caulfield (Editor); "Handbook of Optical Holography", Academic Press, New
York (1979)(L)
- Cha76 P. Chavel, S. Lowenthal; JOSA 66(1976)14
- Cha80 P. Chavel; JOSA 70 (1980) 935
- Cham67 E.B. Champagne; JOSA 67 (1967) 51

- Chan80 B.J. Chang; OE 19 (1980) 642
- Cin67 I. Cindrich; AO 6 (1967) 1531
- Clo79 D.E. Close; Kap. 10, S. 577 in /Cau 79/(1979)(R)
- Col71 R.J. Collier, C.B. Burchhardt, L.H. Lin; "Optical Holography", Academic Press, New York (1971)(L)
- Dal80 B.J. Dallas; Kap. 6 in "The Computer in Optical Research", Editor B.R. Frieden, Springer-Verlag, Berlin (1980)(R)
- Dur76 Durst, Melling, Whitelaw; "Principles and Practice of Laser-Doppler-Anemometrie", Academic Press, New York etc. (1976)(L)
- Fow66 V.J. Fowler, J. Schlafer; AO 5 (1966) 1675
- Fra52 M. Françon; Nuovo Cimento 9 (Suppl.) (1952) 283
- Fri78 A.A. Friesem, U. Levy; OL 2 (1978) 133
- Gab68 D. Gabor; Kap. 4 in Band 2 von "Progress in Optics", Editor E.Wolf, North-Holland Publishing Comp., Amsterdam (1968)
- Gaf79 D.J. Gafgen; OS 13 (May 1979) 36
- Gal79 N.C. Gallagher, D.W. Sweeney; J. of Quantum Electronics 15(1979)1369
- Gan81 A. Ganssen, W. Löffler, A. Oppelt, F. Schmidt; Computer-Tomografie 1, Heft 1 (April 1981) 2 (R)
- Ger77 V. Gerbig; Annual Report 77/78, Angewandte Optik, Physikal. Inst. der Univ. , Erlangen (1977/78)
- Ger78 V. Gerbig, A.W. Lohmann; Vortrag A.68, DGaO-Tagung, Berchtesgaden (1978)(A)
- Ger79 V. Gerbig, S.K. Case; DGaO-Tagung, Bad Harzburg (1979)100(A)
- Ger80 V. Gerbig; Informatik-Spektrum 3 (1980) 262
- Ger81 V. Gerbig; Annual Report 1980, Angewandte Optik, Physikal. Inst., Univ. Erlangen (erschienen 1981)
- Ger81a V. Gerbig; "Aberrations of Holoscanners", in Vorbereitung für OC (1981)
- Ger81b V. Gerbig; OC 36(1981)90
- Ger81c V. Gerbig; "Anamorphic Holoscanners", Vortrag, ICO-Tagung, Graz, Öst.(1981)(A)

- Ger81d V. Gerbig, A.W. Lohmann; "Tandem-Holoscanners", Vortrag, OSA-Tagung, Orlando, Florida, USA (1981)(A)
- Gna80 D.S. Gnanamuthu; OE 19 (1980) 783
- Goo68 J.W. Goodman; "Introduction to Fourier Optics", McGraw-Hill, New York (1968)(L)
- Häu77 G. Häusler; OA 24 (1977) 965
- Hall74 F.F. Hall (Jr.); Kap. 3 in Band 2 von "Laser Applications", Editor M. Ross, Academic Press, New York etc. (1974)(R)
- Hal77 J.A. Hall; OE 16 (1977) 224
- Har74 M. Harwit, J.A. Decker (Jr.); Kap. 3 in Band 12 von "Progress in Optics", Editor E. Wolf, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1974)(R)
- Hon77 T. Honda, K. Kumagaya, J. Tsujiuchi; OA 24 (1977) 23
- Hor80 H. Hora; Physikal. Blätter 36 (1980) 28
- Hua71 T.S. Huang; Proc. IEEE 59 (1971) 1335(R)
- Ih77 C. S. Ih; AO 16 (1977) 2137
- Ih77a C. S. Ih; JOSA 67 (1977) 1434 (A)
- Ih78 C.S. Ih, N. Kong, T. Giriappa; AO 17 (1978) 1582
- Ih81 C. S. Ih, E. G. LeDet, N.S. Kopeika; AO 20 (1981) 1656
- Ike79 H. Ikeda, M. Ando, T. Inagaki; AO 18 (1979) 2166
- Ker77 D. Kermisch, JOSA 67 (1977) 1357
- Knu69 D.E. Knuth; "The Art of Computer Programming", Band 1, Addison-Wesley, London, Second Printing (1969) 234(L)
- Kog69 H. Kogelnik; Bell Syst. Tech. J. 48 (1969) 2909
- Kor80 A. Korpel; Kap. 4 in Band 6 von "Applied Optics and Optical Engineering", Editoren R. Kingslake und B.J. Thompson, Academic Press, New York etc. (1980)(R)
- Kre80 E. Krestel (Herausgeber); "Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik", Verlag Siemens AG, Berlin etc. (1980)(L)
- Lat71 J.N. Latta; AC 10 (1971) 599, 609, 2698
- Lee74 W.-H. Lee; AO 13 (1974) 1677
- Lee77 W.-H. Lee; AO 16 (1977) 1392

- Lee78 W.-H. Lee; Kap. 3 in Band 16 von "Progress in Optics", Editor E. Wolf, North-Holland Publishing Comp., Amsterdam (1978)(R)
- Leg78 A. Legarcon, P. Chavel; OC 25 (1978) 151
- LF78 LF 14 (March 1978) 38
- LF79a LF 15 (March 1979) 12
- LF79b LF15 (May 1979) 48
- Loh57 A. Lohmann; Optik 14(1957)510
- Loh61 A. Lohmann; Optik 18(1961)514
- Loh64 A.W. Lohmann; U.S. Patent 3.264'611 (1964)
- Loh66 A. Lohmann; "The Space-Bandwidth Product ...", Proc. of Summer-School on Opt. Data Proc., Univ. of Michigan, Ann Arbor (1966) and: IBM Research Report RJ-438 (1967)
- Loh66a A. Lohmann; AO 5(1966)669
- Loh67 A. Lohmann, D. Paris; AO 6(1967)1567
- Loh70 A. W. Lohmann; AO 9(1970)1669
- Loh75 A.W. Lohmann, T.C. Strand; Proc. Electro-Optical Systems Design Conf., Anaheim, Ca., USA (1975) 16
- Loh76 A. Lohmann, B. Braunecker, R. Hauck; "Hybrid Image Processing", SPIE-Proceedings, Editor R. Shaw, Toronto, Kanada (1976)
- Loh77 A. Lohmann, G. Häusler; "Hybrid Image Processing", Proc. of ICO-Conf. on Appl. of Holography and Opt. Data Processing, Editoren E. Marom, A.A. Friesem, E. Wiener, Pergamon Press (1977)
- Loh78 A.W. Lohmann; Lecture Notes on "Optical Information Processing", Physikal. Inst. der Univ., Erlangen (1978) (L)
- Loh78a A. Lohmann; Optik 51 (1978) 105
- Mah69 D. H. McMahon, A. R. Franklin, J. B. Thaxter; AO 8 (1969) 399
- Mar80 G.F. Marshall; Kap. 6 in Band 6 von "Applied Optics and Optical Engineering", Editoren R. Kingslake und B.J. Thompson, Academic Press, New York etc. (1980)(R)
- Mea77 R.M. Measures; AO 16 (1977) 1092

- Men73 E. Menzel, W. Mirandé, I. Weingärtner; "Fourier-Optik und Holographie", Springer-Verlag, Wien (1973) (L)
- Mer65 L. Mertz; "Transformations in Optics", Wiley, New York etc. (1965)(L)
- Mur73 G. M. Murch, "Visual and Auditory Perception", Bobbs-Merrill Company, Indianapolis, USA (1973) 74(L)
- Ono80 Y. Ono, N. Nishida, M. Sakaguchi; AIP Conf. No. 65 of ICO on "Optics in Four Dimensions", Ensenada, Mexiko (1980)
- OS81 OS 15 (Jan. 1981) 30
- Pie73 G. Pieuchard, J. Flamand, A. Labeyrie; U.S.Patent 3 721 487; AO 12 (1973) 2780
- Pole75 R. V. Pole, H. P. Wollenmann; AO 14 (1975) 976
- Pol78 R. V. Pole, H. W. Werlich, R. J. Krusche; AO 17 (1978) 3294
- PT78 Physics Today 31 (Febr. 1978) 17
- Red80 B.R. Reddersen; LF 16 (Oct. 1980) 54
- Rho77 W.T. Rhodes; Proc. SPIE 128 (1977) 322
- Röh79 R. Röhler; OA 26 (1979) 1407; Biol. Cybernetics 32 (1979) 101
- Ros72 M. Ross (Editor); Buchserie "Laser Applications", Band 1 (1972), Band 2(1974)
- Rou79 E. DeRousse; OS 13 (1979) 36
- Sch79 H. Schmalfuß; Dissertation, Erlangen (1979)
- Scho79 H. Schomberg; Vortrag A.83; DGaO-Tagung, Bad Harzburg (1979) (A)
- Ste74 K. Steinbuch (Herausgeber); "Taschenbuch der Informatik", 3 Bände, Springer-Verlag, Berlin etc. (1974)(L)
- Tai76 M.H. Tai, M. Harwit; AO 15 (1976) 2664 sowie die darin zitierten Arbeiten(R)
- Tho66 C.E. Thomas; AO 5 (1966) 1782
- Wat70 W. H. Watson, A. Korpel; AO 7 (1970) 1176
- Wya75 J. C. Wyant; AO 14(1975)1057
- You77 M. Young; "Optics and Laser", Springer-Verlag, Berlin etc. (1977) 152(L)

Lebenslauf

Name: Volker Georg Gerbig

geb.: 25.12.47 in Bamberg

Mutter: Margot Gerbig, geb. Senf

geb.: 14.3.26 in Berlin

Vater: Andreas Gerbig

geb.: 6.9.24 in Oberhaid

Ausbildung:

1954-58 Volksschule Oberhaid

1958-67 Clavius-Gymnasium Bamberg
(Abitur: 21.7.67)

1967-69 Wehrpflicht

1969-76 Physik-Studium an der Universität Erlangen-Nürnberg
(Physik-Diplom: 13.5.76)

1976-81 Promotionsstudium am Physikalischen Institut
der Universität Erlangen-Nürnberg

1977-81 Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaft-
lichen Assistenten am Physikalischen Institut der
Universität Erlangen-Nürnberg

